UNIVERSITY OF TORONTO
3 1761 01187428 6

Die Wissenschaft

mmlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien

Heft 6

Elektromagnetische Schwingungen und Wellen

von

Prof. Dr. J. v. Geitler

QC
661
G5

riedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig

UNIVERSITY OF TORONTO LIBRARY

ANKÜNDIGUNG.

Im sechsten Hefte der Monographiensammlung „Die Wissenschaft“ behandelt J. von Geitler die *Lehre von den elektromagnetischen Schwingungen und Wellen.*

Es ist dies jenes Gebiet, auf dem H. Hertz durch seine berühmten Versuche den Kampf gegen die Fernwirkungshypothese zur Entscheidung gebracht hat, den Faraday so erfolgreich begonnen und Maxwell bis zur Aufstellung seiner elektromagnetischen Theorie des Lichtes fortgeführt hatte. Die Früchte dieser Arbeiten haben Wissenschaft und Technik seither in reichstem Maße geerntet. Die vom Verfasser gewählte Art der Darstellung folgt der historischen Entwickelung des Gegenstandes bis in die neueste Zeit und stellt an die mathematische Vorbildung des Lesers nur die bescheidensten Ansprüche. Für den beginnenden Studenten der Physik dürfte das Bändchen daher als erste Einführung in das genannte Gebiet nicht ohne Nutzen sein; doch scheint es auch geeignet, dem gebildeten Nichtphysiker einen bequemen Überblick über die einschlägigen theoretischen Probleme und deren experimentelle Lösung zu verschaffen.

Braunschweig, im Juli 1905.

Friedrich Vieweg und Sohn.

DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG
NATURWISSENSCHAFTLICHER UND MATHEMATISCHE
MONOGRAPHIEN

SECHSTES HEFT

ELEKTROMAGNETISCHE SCHWINGUNGEN UND WELLEN

Von

Dr. JOSEF Ritter von GEITLER
AO. PROFESSOR DER PHYSIK AN DER K. K. DEUTSCHEN UNIVERSITÄT PRAG

MIT 86 EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN
1905

ELEKTROMAGNETISCHE SCHWINGUNGEN UND WELLEN

Von

Dr. JOSEF Ritter von GEITLER
AO. PROFESSOR DER PHYSIK AN DER K. K. DEUTSCHEN UNIVERSITÄT PRAG

MIT 86 EINGEDRUCKTEN ABBILDUNGEN

BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDRICH VIEWEG UND SOHN
1905

QC
661
G5

Alle Rechte, namentlich dasjenige der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten

VORWORT.

In der Voranzeige der Monographiensammlung „Die Wissenschaft“ hatte der Verlag unter anderem den Grundsatz aufgestellt: „Die Behandlung des Stoffes soll populär, aber nicht im gewöhnlichen Sinne des Wortes sein, indem nicht nur die allgemein interessanten Resultate mitgeteilt werden, sondern auch die experimentellen und theoretischen Wege, auf denen sie gefunden wurden.“

Ich habe mich bemüht, in der vorliegenden Schrift diesem Leitgedanken zu folgen. Niemand wird aber die besonderen Schwierigkeiten verkennen, die der populären Darstellung wissenschaftlicher Lehren entgegenstehen. Vor allem ist der Mangel an einheitlicher Vorbildung des Hörer- oder Leserkreises erschwerend; denn der Autor kommt dadurch in die Zwangslage, dem einen zu viel, dem andern zu wenig sagen zu müssen, und es daher keinem ganz recht machen zu können. Wohl habe ich danach gestrebt, den Gegenstand unter möglichst einheitlichen Gesichtspunkten vorzutragen. Wenn es mir trotzdem nicht gelungen ist, Ungleichmäßigkeiten in der Behandlung der verschiedenen Abschnitte zu vermeiden, so bitte ich, neben dem eben erwähnten Umstande den Widerstreit in Erwägung zu ziehen, den Michael Faraday so treffend mit den folgenden Worten gekennzeichnet hat: „Lectures which really teach

will never be popular. Lectures which are popular will never really teach.“ (Life and letters of Faraday, by Bence Jones, vol. II, p. 228.)

Dem vorgesteckten Ziele entsprechend konnte die Literatur natürlich nicht mit jener Vollständigkeit verwertet oder auch nur zitiert werden, die in einem Hand- oder Lehrbuche desselben Gegenstandes Pflicht gewesen wäre. Doch hoffe ich sehr, bei der getroffenen Auswahl keine berechtigten Ansprüche verletzt zu haben.

Herr Dr. R. v. Hasslinger unterzog sich in freundlicher Weise der Mühe, bei der Korrektur mitzuhelfen, wofür ich ihm aufrichtig verbunden bin. Auch kann ich es mir nicht versagen, der geehrten Verlagsfirma für ihr mir in jeder Richtung bewiesenes Entgegenkommen den besten Dank auszusprechen.

Prag, im Juni 1905.

Der Verfasser.

INHALTSVERZEICHNIS.

Seite

Vorwort V
Inhaltsverzeichnis VII
Einleitung 1

Erstes Kapitel.

Theorie der Fernwirkungen.

Isaac Newton 2

Zweites Kapitel.

Theorie der vermittelten Fernwirkung.

I. Abschnitt.

Michael Faraday 6
Das magnetische Feld 7
Das elektrische Feld 10
Der elektrische Strom 22
a) Leitungsstrom 22
b) Verschiebungsstrom 26
Das elektromagnetische Feld 27
Die Induktionserscheinungen 36
Die Erscheinungen der Selbstinduktion 41
Elektrische Schwingungen 42
Einige Grundbegriffe aus der Lehre von den Schwingungen 49

II. Abschnitt.

James Clerk Maxwell 57
Die kritische Geschwindigkeit 66
Elektromagnetische Lichttheorie 68

III. Abschnitt.

Seite

Heinrich Rudolf Hertz 75

IV. Abschnitt.

Die weitere Entwickelung 107
Methoden zur Beobachtung Hertzscher Wellen 107
Die elektromagnetischen Wellen und die Optik 115
a) Längste Wärme- und kürzeste elektrische Wellen . 115
b) Nachahmung optischer Versuche mit Hertzschen Wellen 118
c) Optische Analogien von Versuchen mit Hertzschen Wellen 122
d) Der Interferenzversuch von V. v. Lang 125
e) Spektralanalyse der elektromagnetischen Strahlung . 127
f) Rolle des Leiters bei Drahtwellen 135
g) Die drahtlose Telegraphie 145

Namenverzeichnis 152

Einleitung.

„Die Menge fragt bei einer jeden neuen bedeutenden Erscheinung, was sie nütze, und sie hat nicht unrecht; denn sie kann bloß durch den Nutzen den Wert einer Sache gewahr werden."

Goethe, Aphorismen über Naturwissenschaft.

Die Entdeckung der elektromagnetischen Wellen durch Hertz hat zu einem neuen Zweige der angewandten Physik geführt: der drahtlosen Telegraphie. Ihre erstaunlichen Erfolge lenken natürlich das allgemeine Interesse wieder auf die rein physikalischen Tatsachen, die ihr zugrunde liegen.

Es sei aber schon hier ausdrücklich erwähnt, daß es nicht praktische, sondern nur theoretisch-wissenschaftliche Gesichtspunkte waren, die Hertz bei seinen berühmten Versuchen über elektromagnetische Wellen leiteten. Durch sie führte er ebensosehr den unumstößlichen Beweis für die Grundannahmen Faradays, wie für die äußersten Folgerungen, die Maxwell aus diesen in kühner Logik zu ziehen gewagt hatte. Daß die Bestätigung der Faraday-Maxwellschen Lehre mehr bedeutet, als den bloßen Sieg einer Theorie, indem durch die Hertzsche Entdeckung geradezu die Entscheidung zwischen zwei einander widersprechenden physikalischen Weltanschauungen gefällt wurde, soll im folgenden zu zeigen versucht werden.

Erstes Kapitel.

Theorie der Fernwirkungen.

Isaac Newton (1643 bis 1727).

„Daß die Gravitation der Materie wesentlich, inhärent und anerschaffen sein sollte, so daß ein Körper auf einen anderen in jeder Entfernung durch den leeren Raum ohne Vermittelung von Etwas wirken könnte, wodurch die Aktion und Kraft von dem einen zum andern geleitet wird, das ist nach meinem Dafürhalten eine so große Absurdität, daß kein Mensch, der in philosophischen Dingen eine genügende Denkfähigkeit hat, darauf verfallen kann."

Newton, Brief an Bentley[1]).

Galileo Galilei verdanken wir die Kenntnis des Gesetzes, nach dem die Körper fallen. Newtons unsterbliche Leistung ist es, dieses Fallgesetz auf kosmische Verhältnisse ausgedehnt zu haben. Sein Geist erblickte dieselbe Ursache in der Rückkehr des geschleuderten Steines zur Erde, wie in der Bewegung des Mondes um die Erde und der Planeten um die Sonne. Die Natur dieser Ursache hat keines Menschen Geist bisher erraten. Die Tatsachen aber, um die es sich handelt, kann man in folgender Weise zusammenfassen: Alles verhält sich so, als ob die Körper einander anzuziehen strebten, und als ob die Stärke dieser scheinbaren Anziehung dem Produkte ihrer Massen direkt, dem Quadrate ihrer Entfernung verkehrt proportional wäre. Um dies darzustellen, führt Newton einen Hilfsbegriff — eine Hypothese — ein und sagt: Zwischen je zwei Massen $\mathfrak{m}_1$ und $\mathfrak{m}_2$ in der Entfernung r wirkt in der Richtung ihrer Verbindungslinie eine Kraft von der Größe

$$R = \varkappa \cdot \frac{\mathfrak{m}_1 \cdot \mathfrak{m}_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

[1]) Siehe z. B. Rosenberger, Isaac Newton und seine physikal. Prinzipien, S. 412 (1895).

wenn $\varkappa$ einen konstanten, nur vom Maßsystem (d. h. hier von der Wahl der Massen- und Längeneinheit) abhängigen Faktor bedeutet.

So fruchtbar nun in formeller Beziehung die Einführung des vor Newton in diesem Sinne nicht gekannten Kraftbegriffes gewesen ist, so verwirrend hat sie gewirkt, als Newtons Schüler vergaßen, daß Kraft nichts anderes ist als eine Abstraktion, ein Wort, eine Hypothese, um gewisse Erscheinungen bequemer darzustellen. Man gewöhnte sich sogar, darin den Namen für ein wirkliches rätselhaftes Etwas zu erblicken, das die Ursache der Erscheinungen bilden sollte. Und nachdem sich die Klarheit des Begriffes nur erst verwischt hatte, suchte man auch die Erscheinungen anderer Gebiete aus der Wirkung von Fernkräften zu erklären. So wimmelte denn bald die Physik von Kräften der verschiedensten Art: von Gravitations-, elektrischen, magnetischen, Kohäsions-, Adhäsions-, Stoß- und chemischen Kräften. Und noch die Physik unserer Tage ist nicht frei von der unheilvollen Wirkung jenes Irrtums, durch den die Hypothese zur vermeintlichen Wahrheit gestempelt wurde, die nun ihrerseits durch ihre Unbegreiflichkeit den Geist in Verwirrung brachte. Nur so ist es verständlich, daß der Kraft — und zwar zunächst der Kraft der Gravitation — die Fähigkeit zugesprochen wurde, zeitlos den Raum zu überspringen, so daß ein Körper auf einen anderen wirken sollte, ohne Vermittelung des zwischenliegenden Mediums.

Im Banne der Fernwirkungstheorie trat man also an das Studium der elektrischen und magnetischen Erscheinungen heran. Der Analogie folgend, glaubte man nicht nur die Tatsachen durch elektrische und magnetische Fernkräfte erklären zu können, sondern man war auch gezwungen, besondere elektrische und magnetische Massen oder Fluida als Träger der Kräfte anzunehmen, die ihnen in ähnlicher Weise als Sitz und Angriffspunkt dienen sollten, wie die materiellen Massen der Gravitationskraft. Diese Fluida entziehen sich nun jedem Versuche, der darauf abzielt, ihre Existenz z. B. mit Hilfe der Wage direkt nachzuweisen. Man nannte die Fluida daher unwägbar oder imponderabel. Die Anziehungs- und Abstoßungserscheinungen aber, zu deren Erklärung man sie samt den ihnen zugeschriebenen Fernkräften erfunden hatte, sind messenden Versuchen leicht zugänglich. Aus diesen kann man die in Wirksamkeit tretenden Elektrizitäts- und Magnetismus-

mengen und die Größe ihrer Fernkräfte auf indirektem Wege ermitteln und damit scheinbar deren Existenz erweisen. Aber auch nur scheinbar: denn eben diese Existenz war ja der Deutung der Versuche selbst als bewiesen gedachte Voraussetzung zugrunde gelegt worden.

Setzt man sich über die logischen Härten hinweg, die schon in den Grundlagen der Fernwirkungstheorie wurzeln, so muß man gestehen, daß die Gesamtheit der zu Beginn des 19. Jahrhunderts bekannten elektrostatischen, magnetischen und elektrodynamischen Kraftwirkungen durch die Fernwirkungstheorie ohne inneren Widerspruch gedeutet werden konnten.

Coulomb (1785 bis 1789) war es geglückt, die elektrostatischen und magnetischen Anziehungen und Abstoßungen auf Kräfte zwischen den einzelnen Teilchen (Elementen) der wirkenden Fluida zurückzuführen. Für die von Oersted (1820) entdeckte Ablenkung der Magnetnadel durch den elektrischen Strom hatte Laplace[1]) aus den Versuchen von Biot und Savart (1820) ein Elementargesetz der Fernwirkung zwischen Stromelementen und Magnetpolen aufzustellen vermocht. Und Ampère konnte (1823) die von ihm ergründeten Anziehungen und Abstoßungen zwischen stromdurchflossenen Leitern in einer Formel für die Fernkraft zwischen Stromelementen aussprechen, die von Maxwell selbst[2]) als Kardinalformel der Elektrodynamik für alle Zeiten bezeichnet wurde.

Alle diese Gesetze lassen die betreffenden Fernkräfte (R) dem Produkte der wirkenden Agentien [elektrische Mengen (e), magnetische Mengen (m), Stromelemente] direkt, dem Quadrate ihrer gegenseitigen Entfernung (r) verkehrt proportional erscheinen, abgesehen von Faktoren ($\varkappa$), die teils durch das gewählte Maßsystem, teils auch durch die gegenseitige räumliche Lage der Elemente bestimmt sind. Die Richtung der Elementarkräfte in Coulombs und Ampères Gesetzen fällt außerdem in die Verbindungslinie der wirkenden Elemente, so daß die formale Ähnlichkeit mit Newtons Gesetz nicht zu verkennen ist. In Coulombs Gesetzen tritt diese Analogie am deutlichsten hervor;

[1]) Biot, Lehrb. d. Exper. Phys. Deutsch von Fechner **4**, 189 (1829). 2. Aufl.

[2]) Maxwell, Lehrb. d. El. u. d. Magn. Deutsch von B. Weinstein **2**, § 528 (1883).

hiernach herrscht — unter Benutzung der eben angegebenen Symbole — zwischen je zwei (punktförmigen) elektrischen Mengen e_1 und e_2 in der Richtung ihrer Verbindungslinie die Fernkraft

$$R_1' = \varkappa_1 \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2a)$$

und zwischen je zwei magnetischen Mengen m_1 und m_2 die Kraft

$$R_2' = \varkappa_2 \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a)$$

Trifft man bezüglich des Maßsystems insbesondere die Bestimmung, daß als Einheit der elektrischen (magnetischen) Menge jene zu gelten habe, die auf eine ihr gleiche in der Einheit der Entfernung (1 cm) die Krafteinheit (1 Dyne[1]) ausübt, so erhalten die Konstanten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ beide den Wert Eins und es wird

im elektrostatischen Maßsystem: $R_1 = \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2b)$

im magnetischen Maßsystem: $R_2 = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3b)$

Wie immer man den theoretischen Grundlagen gegenüber stehen mag, von denen aus diese Gleichungen gewonnen wurden, die Kräfte R_1 und R_2 sind wirklich meßbar (z. B. mit Hilfe der Coulombschen Drehwage), wenn sich auch im weiteren Verlaufe der Betrachtung herausstellen sollte, daß nicht Fernwirkungen ihre Ursache bilden; die Begriffe der Elektrizitätsmengen (e) und der Magnetismusmengen (Polstärken, m) sind ungemein wertvolle Abstraktionen, deren wir uns mit Vorteil bedienen können, selbst wenn wir zur Erkenntnis gelangen, daß sie ebensowenig Mengen eines wirklichen elektrischen oder magnetischen Fluidums sind, als die Wärmemenge uns heute die Quantität eines besonderen Wärmestoffs bedeutet.

Im Bisherigen wurde in großen Zügen skizziert, wie die Fernwirkungstheorie die elektrischen und magnetischen Erscheinungen zu deuten sucht. Trotz größter Vorsicht, ja Voreingenommenheit gegen ihre Grundlagen, ergab sich das Resultat, daß sie ohne Widerspruch in sich selbst den Tatsachen, zu deren Erklärung sie

---

[1]) 1 Dyne ist gleich der Kraft, mit der die Erde die Masse von 1,02 mg unter 45° geogr. Br. anzieht.

ersonnen war, in sehr vollkommener Weise angepaßt erscheint; und es muß hinzugefügt werden, daß sie sich auch später noch neuen Tatsachen, wie z. B. der elektrodynamischen Induktion gegenüber, in hohem Grade anpassungs- und leistungsfähig erwiesen hat.

„War der eingeschlagene Weg gleichwohl eine falsche Fährte, so konnte Warnung nur kommen von einem Geiste von großer Frische, der wie von neuem unbefangen den Erscheinungen entgegentrat, der wieder ausging von dem, was er sah, nicht von dem, was er gehört, gelernt, gelesen hatte. Ein solcher Geist war Faraday[1])."

Zweites Kapitel.

Theorie der vermittelten Fernwirkung.

I. Abschnitt.

Michael Faraday (1791 bis 1867).

„Die wahren Weisen fragen, wie sich die Sache verhalte in sich selbst und zu anderen Dingen, unbekümmert um den Nutzen, d. h. um die Anwendung auf das Bekannte und zum Leben Notwendige, welche ganz andere Geister, scharfsinnige, lebenslustige, technisch geübte und gewandte, schon finden werden."

Goethe, Aphorismen.

Es ist eine schon fast zum Gemeinplatz gewordene Wahrheit, daß alle Naturerkenntnis nur auf dem Wege der sinnlichen Erfahrung gewonnen werden kann. Was man dann Erklärung der Erscheinungen zu nennen pflegt, ist im Grunde nichts anderes, als deren möglichst vollständige und einfache Beschreibung[2]). Um diese richtig liefern zu können, muß ein Prozeß vorhergehen, den Mach so treffend Anpassung der Gedanken an die Tatsachen

[1]) Hertz, Ges. Werke **1**, 342.
[2]) G. Kirchhoff, Mechanik, 1. Vorl.

genannt hat[1]). Oder wie Hertz[2]) es ausspricht: „Wir machen uns Scheinbilder oder Symbole (Vorstellungen) der äußeren Gegenstände, und zwar machen wir sie von solcher Art, daß die denknotwendigen Folgen der Bilder stets wieder Bilder seien von den naturnotwendigen Folgen der abgebildeten Gegenstände.“ Bis zu welchem Grade dies gelingt, hängt in erster Reihe davon ab, in welchem Maße die Tatsachen der Beobachtung durch die Sinne zugänglich sind. Selbst dort, wo dies in vollkommener Weise der Fall ist, wird das Bild den Stempel der Persönlichkeit desjenigen tragen, der es entworfen hat; um so mehr dann, wenn die Grenzen unserer Sinne dazu zwingen, direkt nicht wahrnehmbare Züge der Erscheinungen aus der Phantasie im Bilde zu ergänzen. So werden denn recht verschiedene Bilder desselben Gegenstandes entstehen können; man wird sich aber für jenes entscheiden, dessen Folgerungen mit der Erfahrung am vollkommensten übereinstimmen.

In besonderer Weise gilt das Gesagte von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen. Das Bild, das die Fernwirkungstheorie von diesem Gebiete entwirft, ist auf den vorangehenden Seiten beschrieben worden. Es soll nun versucht werden, zu zeigen, wie sich dieselben Dinge in Faradays Geiste gespiegelt haben.

Das magnetische Feld.

Der Zufall wohl hat Faraday zur Zeit, da er noch als Buchbindergeselle die Werke, die er einband, auch studierte, Eulers Briefe an eine deutsche Prinzessin in die Hände gespielt; aus ihnen mag er den ersten Anstoß erhalten haben, die merkwürdigen Kurven, in denen sich Eisenfeile in der Nähe von Magneten ordnet, zum Gegenstande seines Nachdenkens zu machen[3]).

Eine um ihren Schwerpunkt drehbare, kleine Magnetnadel an verschiedene Orte der Umgebung des Magnets (NS) gebracht, stellt sich stets so ein, daß ihre magnetische Achse (ns) Tangente zu der betreffenden magnetischen Kurve ist. Die Richtung der magnetischen Achse der Nadel, vom Südpol gegen den Nordpol

[1]) E. Mach, Mechanik, 5. Aufl., S. 6.

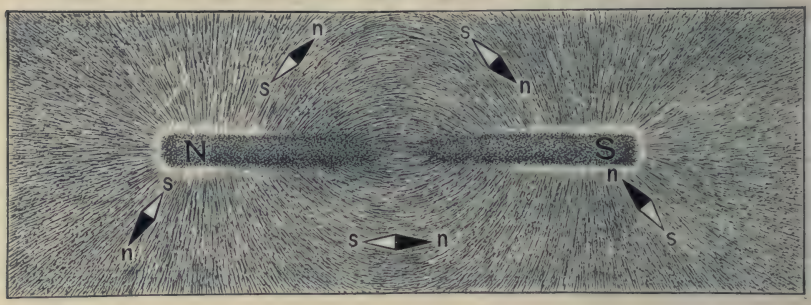
[2]) H. Hertz, Mechanik, S. 1.

[3]) V. Bjerknes, Gedächtnisrede auf C. A. Bjerknes, S. 21. Leipzig, J. A. Barth (1904).

der Nadel gerechnet, gibt die Richtung der magnetischen Kraft an, die am Orte der Nadel herrscht. Die Richtung der magnetischen Kraft ist also in jedem Punkte durch die in dem angegebenen Sinne genommene Richtung der den betreffenden Punkt durchsetzenden Kurve, der magnetischen Kraftlinie, bestimmt.

Sind nun diese Kraftlinien nichts, als die geometrischen Resultanten der in den Magnetpolen lauernden Fernkräfte? Ist nicht vielmehr der ganze, den Magnet umgebende Raum — sein „Feld“ — in einen eigentümlichen Zwangszustand versetzt, dessen Verteilung eben durch den Verlauf der Kraftlinien bezeichnet ist? Spielt nicht das Eisenpulver hier nur eine ähnliche Rolle, wie der

Fig. 1.



Staub in der Luft, der uns den sonst unsichtbaren Gang der Sonnenstrahlen erkennen läßt? Und wenn wir diese letzten Fragen bejahen, dürfen wir dann noch länger das Verhalten der Magnetnadel auf Fernkräfte zurückführen wollen? Oder müssen wir es nur aus dem veränderten Zustande des Raumes in ihrer unmittelbarsten Umgebung zu erklären suchen? Tun wir dies, so müssen wir folgerichtig schließen, daß auch der Zustand selbst an jedem Punkte des Feldes allein durch denjenigen seiner nächsten Nachbarschaft bestimmt ist. So kommen wir weiter zu der Auffassung, daß bei Herstellung des Magnets der Zwangszustand nicht plötzlich, wie mit einem Schlage, im ganzen Felde mitentstanden ist, sondern daß er vom Magnet aus, Punkt nach Punkt erfassend, sich ausgebildet hat. Eine erste Lebensfrage der Faradayschen Theorie, die sich uns daher jetzt schon aufdrängt,

nämlich die Frage nach der Geschwindigkeit dieser Ausbreitung, soll hier zwar aufgeworfen, doch ihre Beantwortung einer späteren Stelle vorbehalten werden.

Eine weitere Frage, die nach dem Wesen des magnetischen Zwangszustandes, soll aber schon deshalb weder jetzt noch später erörtert werden, um das Bild nicht durch Heranziehung mehr oder weniger unwahrscheinlicher und dabei unnötiger Hypothesen zu verzerren.

Ist wirklich ein Zwangszustand des Feldes Ursache der darin auftretenden Erscheinungen, so liegt die Annahme nahe, daß die stoffliche Natur des Feldmediums auf sie von entscheidendem Einflusse sein müsse. Die Erfahrung bestätigt diese Folgerung. Die Beschreibung der verschiedenen Untersuchungsmethoden würde zu weit führen. Ihr Ergebnis aber sei an der Hand eines nur gedachten Versuches — eines sogenannten Gedankenexperimentes — erläutert: Der Magnet NS (Fig. 1) werde nacheinander in Wismut, Vakuum, Sauerstoff und Eisen eingebettet. In jedem dieser Fälle werde, als Maß des Zwangszustandes, die Kraft bestimmt, mit der dieselbe Probenadel ns an immer demselben, übrigens beliebigen Orte des Feldes in ihre Ruhelage getrieben wird. Die Kraft im Vakuum als Einheit genommen, verhalten sich dann die Kräfte im

Wismut,	Vakuum,	Sauerstoff,	Eisen etwa wie
1,00017	: 1 :	0,9999985	: 0,0004

Das Verhältnis μ der Kraft im Vakuum zu der in einem anderen Feldmedium nennt man die Magnetisierungskonstante oder Permeabilität des betreffenden Stoffes. Demnach hat für

	Wismut,	Vakuum,	Sauerstoff,	Eisen
μ die Werte . .	0,99983,	1,	1,0000015,	2500

Die μ-Werte der meisten Körper sind so wenig von 1 verschieden, daß sie für alle praktischen Zwecke der Einheit gleichgesetzt werden können. Nur Eisen, Kobalt, Nickel und viele ihrer Verbindungen, einige seltene Erden[1]) und die von Heusler[2])

[1]) St. Meyer, Wien. Akad. **110**, 541 (1901).

[2]) Fr. Heusler, und — unter Mitwirkung von F. Richarz — von W. Starck und E. Haupt. Marburg 1904, Elwerts Verlag.

entdeckten Legierungen unmagnetischer Metalle haben stark von 1 abweichende Magnetisierungskonstanten.

Die mitgeteilten Tatsachen bilden eine erste, von Faraday selbst erbrachte Bestätigung für seine Theorie des magnetischen Feldes. Die Fernwirkungslehre aber muß sich durch eine ihren Grundlagen wesensfremde Erweiterung der neuen Erfahrung anzupassen suchen, wonach die Kraft zwischen den wirkenden Mengen nicht nur von deren Größe und gegenseitigen Entfernung, sondern auch von der Natur des zwischenliegenden Mediums abhängt. Dies gelingt, wenn die Kraft $R_{(\mu)}$ zwischen zwei im Abstande r befindlichen magnetischen Mengen m_1, m_2 in einem Medium von der Permeabilität μ durch die Formel ausgedrückt wird:

$$R_{(\mu)} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} = \frac{1}{\mu} \cdot R_2 \cdot \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

worin m_1, m_2 und R_2 jene Werte sind, die sich aus einer im Vergleichsmedium (Vakuum) ausgeführten Messung ergeben würden (S. 5).

Das elektrische Feld.

Die große Analogie, die trotz aller Unterschiede zwischen den elektrischen und magnetischen Erscheinungen besteht, führt fast mit Notwendigkeit zu dem Versuche einer analogen theoretischen Betrachtung beider Gebiete.

Es seien A und B zwei unbewegliche Kugeln aus leitendem Material (Metall) in isolierender Umgebung (Luft). A sei positiv, B gleich stark negativ elektrisiert, a eine kleine, mit der positiven Elektrizitätseinheit (S. 5) geladene, frei bewegliche Kugel (Fig. 2). An jedem Punkte der isolierenden Umgebung von A und B erfährt a eine Kraft von bestimmter, etwa mit der Drehwage meßbarer Größe und Richtung, die von der Fernwirkungstheorie als Resultierende der Fernkräfte der auf A, B und a sitzenden Fluida aufgefaßt wird. Das isolierende Medium erfüllt nach dieser Theorie nur die Aufgabe, die Elektrizitäten, trotz der auf sie wirkenden Fernkräfte, auf den geladenen Körpern festzuhalten.

Hier aber drängt sich uns die Frage auf: Sind nicht auch die scheinbaren Fernwirkungen in der Umgebung elektrisierter Körper — im elektrischen Felde — als Folgen eines eigentümlichen Zwangszustandes des Feldmediums zu deuten, ähnlich

wie es sich im magnetischen Falle als zweckmäßig erwiesen hat? Und was folgt daraus, wenn wir dies zu tun versuchen?

Die Verteilung des elektrischen Zwangszustandes und seine Richtung können wir auch hier durch den Verlauf „elektrischer Kurven" darstellen, deren Tangente in jedem Punkte des Feldes die Richtung der elektrischen Kraft angibt. Diese Kurven nennen wir daher elektrische Kraftlinien. Sie können nach einer Reihe von Methoden indirekt aufgefunden oder direkt sichtbar gemacht werden [1]). Als Maß des Zwanges betrachten wir die (etwa mit der Drehwage gemessene) mechanische Kraft, welche die oben erwähnte Kugel a an dem betreffenden Feldpunkte erfährt. Diese Kraft aber fassen wir auf als nur durch den Zustand der unmittelbarsten Nachbarschaft von a bedingt, nicht als das Resultat von Fernkräften. Und wir kommen, wie früher weiter schließend, zu der Folgerung, daß auch der elektrische Zwangszustand nicht überall gleichzeitig mit der Elektrisierung von A und B entstanden ist, sondern, von diesen ausgehend, die näheren Raumteile früher, die entfernteren später ergreifend, sich im Felde entwickelt hat. Eine zweite Lebensfrage der Faradayschen Theorie erhebt sich hier: die Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Zwangszustandes; auch sie haben wir jetzt zwar berührt, ihre Beantwortung aber sei einer späteren Stelle vorbehalten. Ohne auf das Wesen des elektrischen Zwangszustandes einzugehen, sei nur bemerkt, daß seine physikalische Natur, der Verschiedenheit der Erscheinungen entsprechend, als völlig verschieden von der des magnetischen Zwanges angenommen werden muß.

Von dem neu gewonnenen Standpunkte aus verliert also das Feldmedium seine rein passive Rolle, die die Fernwirkungstheorie ihm auferlegt hatte. Vielmehr glauben wir gerade in seinen Zustandsveränderungen die nächste Ursache für die beobachteten Kraftwirkungen zu finden. Dann aber werden wir, wie im magnetischen Falle, erwarten dürfen, daß die stoffliche Beschaffenheit des Feldmediums auf die Stärke des Zwangszustandes unter sonst gleichen Umständen von entscheidender Bedeutung sein müsse.

---

[1]) Vgl., auch wegen der älteren Literatur, M. Seddig, Darstellung des Verlaufes der elektrischen Kraftlinien usw. Inauguraldissertation. Marburg (1902); Leipzig, J. A. Barth (1903), und Ann. d. Phys. **11**, 815 (1903). Naturw. Rundschau **19**, 389 bis 392 (1904).

Auch hier vermochte Faraday, was seine Theorie voraussehen ließ, durch das Experiment zu beweisen.

Man denke sich in Fig. 2 die „Ladung“ der Körper A, B und a unverändert und als Feldmedium nacheinander Vakuum, Luft, Terpentinöl, Glas, Alkohol, Wasser verwendet. Wenn die im Vakuum auf a ausgeübte Kraft gleich 1 gesetzt wird, so verhalten sich dann die Kräfte

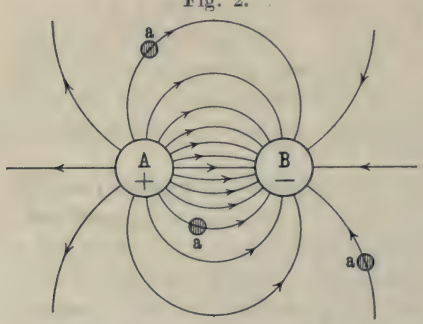
in:	Vakuum,	Luft,	Terpentinöl,	Glas,	Alkohol,	Wasser
wie:	1 :	0,9994 :	0,46 :	0,2 :	0,04 :	0,012

Das Verhältnis K der Kraft im Vakuum zu jener in einem anderen Feldmedium nennt man dessen Dielektrizitätskonstante; das isolierende Medium selbst bezeichnet man nach Faraday als Dielektrikum. In den gewählten Beispielen ist also:

für das Vakuum,	für Luft,	Terpentinöl,	Glas,	Alkohol,	Wasser
$K =$ . . 1,	1,0006,	2,2,	5,	25,	81

Die K-Werte für verschiedene Substanzen sind untereinander und von jenen des Vakuums sehr verschieden. Auch hier wurde, um der gebotenen Kürze willen, der Erfolg eines Gedankenexperiments an die Stelle der Beschreibung wirklicher Versuchsmethoden gesetzt. Doch wird sich im weiteren Verlaufe Gelegenheit finden, auf diesen Gegenstand zurückzugreifen (S. 126, 143).

Fig. 2.



Die Fernwirkungstheorie ist, wie im magnetischen, so auch im elektrischen Falle gezwungen, eine ihren Grundvorstellungen eigentlich fremde Ergänzung ihrer Formeln vorzunehmen, um dem Einflusse des Dielektrikums Rechnung zu tragen. Bezeichnet $R_{(K)}$ die im Dielektrikum von der Konstanten K herrschende elektrische Kraft zwischen zwei Körpern im Abstande r, die mit den im Vakuum elektrostatisch gemessenen Elektrizitätsmengen e_1, e_2 geladen

sind, R_1, wie früher, die Kraft zwischen denselben Körpern im Vakuum, so nimmt das Coulombsche Gesetz (Gl. 2 b, S. 5) nun die veränderte Gestalt an:

$$R_{(K)} = \frac{1}{K} \cdot \frac{e_1 \cdot e_2}{r^2} = \frac{1}{K} \cdot R_1 \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

Es sollen nun noch auf Grund der Faradayschen Anschauungen eine Reihe von Tatsachen und Begriffen erörtert werden, deren wir uns im weiteren Verlaufe zu bedienen haben werden.

Bei Betrachtung des z. B. durch Fig. 2 dargestellten elektrischen Kraftfeldes machen wir die wichtige und auch sonst zutreffende Bemerkung, daß sich der ganze vom Dielektrikum erfüllte Raum in röhrenförmige Abschnitte teilen läßt, deren seitliche Begrenzung überall von Kraftlinien und deren Enden von Teilen der leitenden Oberflächen gebildet werden. Keine dieser Röhren ist in sich geschlossen [1]); vielmehr verbindet jede von ihnen je zwei mit gleich großen, aber entgegengesetzten „Ladungen“ versehene Oberflächenstücke. Denken wir uns diese Stücke willkürlich so gewählt, daß jedes von ihnen mit der „Elektrizitätsmenge Eins“ (S. 5) geladen ist. Eine solche Kraftröhre nennt man Einheitsröhre, da sie Flächenelemente verbindet, die mit den Elektrizitätsmengen ± 1 geladen sind. Die Zahl der von einem Körper ausgehenden oder auf ihn mündenden Einheitsröhren gibt also das Maß dessen an, was die Fernwirkungstheorie als seine positive oder negative „elektrische Ladung“ (e) bezeichnet.

Um das mechanische Verhalten elektrisierter Körper (d. h. ihre scheinbaren Anziehungen und Abstoßungen) zu beschreiben, machen wir die Hypothese, daß die sie verbindenden Kraftröhren das Bestreben haben, unter Festhaften und Gleiten ihrer Enden an den leitenden Oberflächen sich zu verkürzen, wobei benachbarte Kraftröhren einen seitlichen Druck aufeinander ausüben. Ähnlich würden sich zwischen den Körpern gespannte elastische Schnüre oder Spiralfedern verhalten; doch hinkt dieser Vergleich, wenn man bedenkt, daß das Verkürzungsbestreben elastischer Verbindungen (also die scheinbare Anziehung)

[1]) Dies gilt jedoch nur für den Fall des elektrischen Gleichgewichtes, der hier allein in Betracht gezogen wird. Vgl. S. 38.

mit der Entfernung der verbundenen Körper wächst, jenes der Kraftröhren aber im gleichen Falle abnimmt. Immerhin läßt die richtig benutzte Analogie, auch ohne Rechnung, erkennen, daß die scheinbare Anziehung zweier elektrisierter Körper um so größer wird, je größer die Zahl der sie verbindenden Einheitsröhren und je kleiner deren Länge ist. Der Begriff der Elektrizitätsmenge, der in der Fernwirkungstheorie das Quantum einer wirklichen Substanz bezeichnend, als eine ihrer Grundvorstellungen auftrat, verblaßt von unserem Standpunkte aus zu einer für viele Rechnungen nützlichen, wenn auch nicht notwendigen Hilfsvorstellung. Auch im analogen elastischen Falle betrachten wir ja die Spannung der Schnur nicht als hervorgebracht durch irgend ein an ihren Enden sitzendes rätselhaftes „elastisches Fluidum"; der elastische Zwang erscheint uns als Folge der elastischen Verschiebung oder Verrückung des Mediums. Ebensowenig bedürfen wir zur Erklärung des elektrischen Zwangszustandes imponderabler Fluida; wir denken ihn vielmehr verursacht durch eine „elektrische Verschiebung oder Verrückung" (electric displacement), deren physikalische Natur uns übrigens gänzlich unbekannt ist; die Größe der elektrischen Verschiebung nennen wir in bequemer Anlehnung an alte Bezeichnungen, wenn auch eben deshalb unzweckmäßigerweise, Elektrizitätsmenge.

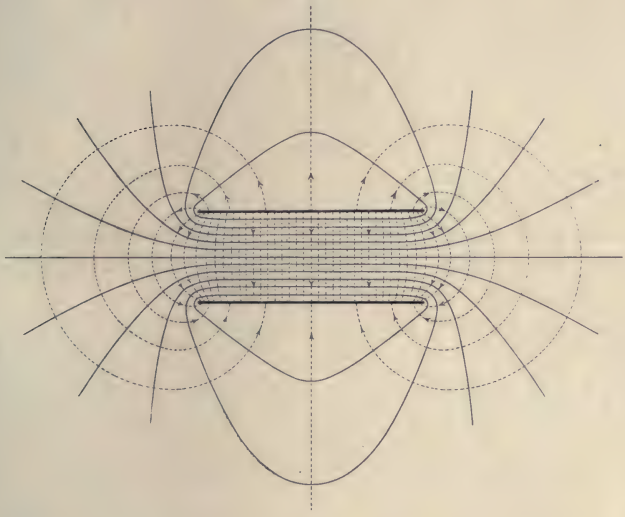
Die elastische Analogie ist geeignet, noch eine Reihe weiterer Überlegungen zu erleichtern.

Dieselbe elastische Verrückung vermag in Medien von verschiedenen Elastizitätskonstanten ganz verschiedene (Zug- oder Druck-)Kräfte zu wecken; die gleiche Verlängerung, z. B. eines Kautschukfadens und eines Stahldrahtes derselben Dimension, erzeugt in diesen Stoffen sehr verschieden starke elastische Zwangszustände. So ist auch der elektrische Zwang, den dieselbe elektrische Verschiebung (Elektrizitätsmenge) in Medien von verschiedener elektrischer Festigkeit hervorruft, verschieden, und steht in der schon früher angedeuteten Beziehung zur Dielektrizitätskonstante.

In einem durch gespannte elastische Schnüre verbundenen Körpersystem ist eine bestimmte Energie aufgehäuft; ebenso auch in einem System elektrisierter Körper. Den Sitz der elektrischen Energie werden wir, nach der hier vorgetragenen Anschauung, in dem vom elektrischen Zwangszustande ergriffenen Dielektrikum

suchen müssen. Betrachten wir insbesondere ein aus zwei gleich stark aber entgegengesetzt elektrisierten Leitern bestehendes System — einen Kondensator —, so können wir uns leicht vorstellen, daß jede der die beiden Körper verbindenden Einheitsröhren den gleichen Bruchteil der gesamten im Felde des Kondensators vorhandenen elektrischen Energie enthält. Jede der Einheitsröhren kann daher durch in passenden Abständen gelegte Querschnitte in eine für alle Röhren gleiche Anzahl (U) von Zellen geteilt gedacht werden, in deren jeder eine Energieeinheit vor-

Fig. 3.



handen ist[1]). In Fig. 3 ist der Verlauf der elektrischen Kraftröhren eines aus zwei parallelen Metallplatten bestehenden Kondensators zur Darstellung gebracht (gestrichelte Kurven). Den senkrecht zu den Kraftröhren gelegten Querschnitten, von denen eben die Rede war (Potentialniveauflächen), entsprechen die ausgezogenen Linien. Der elektrische Energieinhalt (Q) des Kondensators ist dann offenbar der Gesamtzahl von Einheitszellen gleich,

[1]) Vgl. hierüber Maxwell, Elementary Treatise on Electricity. Oxford 1881. Energieeinheit ist das Erg, äquivalent der Arbeit einer Dyne längs 1 cm.

in die sein Feld zerlegt werden kann, also gleich dem Produkte aus der Zahl seiner Einheitsröhren (e) und der für alle Röhren gleichen Zahl von Einheitszellen (U). Die Zahl $2\,U = V$ nennt man die elektrostatische Potentialdifferenz (elektromotorische Kraft) des Kondensators [1]).

Es ist demnach

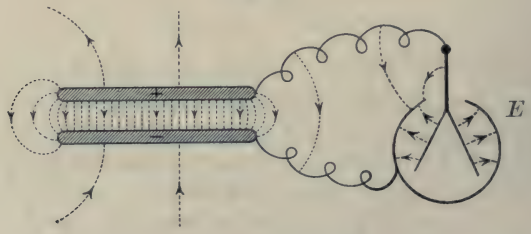
$$Q = e.U = \frac{1}{2} \cdot e \cdot V \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Wird die Anzahl (e) von Einheitsröhren (die Ladung) eines gegebenen Kondensators auf das Zwei-, Drei-, $n$fache vergrößert, so wird dadurch erfahrungsmäßig die geometrische Verteilung des Zwanges im Felde nicht geändert. Da sich nun aber im gleichen Raum doppelt, dreimal, $n$mal so viel Einheitsröhren befinden als vorher, wobei die Länge jeder einzelnen unverändert geblieben ist, so muß der Querschnitt und das Volumen einer jeden von ihnen auf die Hälfte, ein Drittel, ein $n$tel abgenommen haben. Die Erfahrung (z. B. Elektrometer) zeigt aber weiter, daß hierbei auch die Zahl der Einheitszellen jeder Einheitsröhre (Potentialdifferenz des Kondensators) doppelt, dreifach, . . . $n$fach (und

---

[1]) Sie kann z. B. mit Hilfe eines Elektrometers (Fig. 4) gemessen werden. Das Elektrometer ist selbst ein Kondensator (dessen Kapazität [vgl. weiter unten] zweckmäßig klein gegen die des zu messenden gewählt wird), dessen einer Beleg (z. B. die Blättchen des Goldblatt-

Fig. 4.



elektroskops oder die Nadel des Quadrantelektrometers) beweglich ist. Die Ablenkung des beweglichen Teiles dient als Maß der Potentialdifferenz; sie ist offenbar eine Folge des Verkürzungsbestrebens der zwischen dem beweglichen und unbeweglichen Teile des Elektrometers verlaufenden elektrischen Kraftröhren.

somit die Gesamtenergie 4-, 9-, . . . n^2 mal) so groß ist als früher [1]).

Man kann daher auch sagen: Der Energieinhalt einer Einheitsröhre von gegebener Länge ist ihrem Querschnitt verkehrt proportional.

Jene Anzahl C von Einheitsröhren, die erforderlich ist, um einen gegebenen Kondensator zur Potentialdifferenz $V = 1$ zu laden, nennt man die Kapazität des betreffenden Kondensators. Jede Einheitsröhre besteht daher in diesem Falle aus einer halben Einheitszelle $\left(U = \frac{1}{2}\right)$.

Die Zahl (e) von Einheitsröhren, in die das Feld eines Kondensators von der Kapazität C zerfällt, wenn seine Potentialdifferenz V beträgt, ist demnach

$$e = C.V = 2.C.U \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Wird ein Kondensator von der Kapazität C nur mit einer einzigen Einheitsröhre geladen ($e = 1$), so möge die hierdurch erzeugte Potentialdifferenz

$$\mathfrak{V} = \frac{1}{C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

als seine spezifische Potentialdifferenz bezeichnet werden (S. 52).

Ein (z. B. aus zwei parallelen Metallplatten bestehender) Kondensator sei mit e Einheitsröhren von der Potentialdifferenz V geladen, und es werde dann seine Kapazität (z. B. durch Vergrößern des Plattenabstandes) auf die Hälfte, ein Drittel . . . ein $n$tel verkleinert [2]); wird dabei seine Ladung, d. h. also die Zahl e seiner Einheitsröhren und daher auch der Querschnitt jeder einzelnen von ihnen nicht geändert, während ihre Länge auf das Doppelte, Dreifache, $n$fache steigt, so steigt erfahrungsgemäß auch der Energieinhalt einer jeden von ihnen (Potentialdifferenz

---

[1]) Der erhöhte elektrische Energieinhalt ist das Äquivalent der bei der Ladung aufgewendeten mechanischen Arbeit.

[2]) Für einen aus zwei parallelen leitenden Flächen vom Inhalte f cm² und dem Abstande d cm bestehenden Kondensator (Plattenkondensator, Leidener Flasche) berechnet sich die Kapazität $C = K \cdot \frac{f}{4\pi d}$, wenn K die Dielektrizitätskonstante bedeutet (vgl. den folgenden Absatz).

des Kondensators) auf das Doppelte, Dreifache . . . $n$fache [1]). Im selben Verhältnisse wächst hierbei daher auch die Gesamtenergie des Feldes. Die Zahl der Einheitszellen einer Einheitsröhre von konstantem Querschnitte ist demnach der Länge der Röhre direkt proportional.

Es seien zwei übrigens ganz gleiche Kondensatoren gegeben; das Feldmedium des ersten sei das Vakuum, das des zweiten ein Dielektrikum von der Dielektrizitätskonstante K. Werden beide mit derselben Zahl e_1 von Einheitsröhren geladen, so ist erfahrungsmäßig die Potentialdifferenz V_2 des zweiten Kondensators im Verhältnis der Dielektrizitätskonstante kleiner als jene (V) des ersten. Wünscht man im Kondensator II dieselbe Potentialdifferenz, wie im Kondensator I herzustellen, so muß die Zahl seiner Einheitsröhren im Verhältnis der Dielektrizitätskonstante K gesteigert werden. Seine Ladung beträgt daher in diesem Falle $e_2 = e_1 \,.\, K$. Demnach ist seine Kapazität (vgl. Gl. 5)

$$C_2 = \frac{e_2}{V} = K.\frac{e_1}{V} = K.C_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Die Kapazitäten zweier übrigens gleicher Kondensatoren stehen somit im Verhältnisse der Dielektrizitätskonstanten ihrer Feldmedien. Die Kapazität einer Leidener Flasche ist also etwa fünfmal so groß, als sie wäre, wenn das Glas durch Luft oder Vakuum ersetzt würde (S. 12).

In demselben Verhältnisse stehen auch die elektrischen Gesamtenergien (Q_1, Q_2) ihrer Felder, wenn beide Kondensatoren dieselbe Potentialdifferenz (V) besitzen. Denn es gilt dann

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für Kondensator I:} & Q_1 = e_1 \,.\, U \\ \text{„ \quad „} & \text{II: } Q_2 = e_2\ U = K.e_1\ U = K.Q_1 \end{array}\right\} \cdot \quad (4\,a)$$

In den galvanischen Elementen besitzen wir Apparate, die in dem Felde eines beliebigen, mit ihren Polen verbundenen Kondensators stets dieselbe, für das betreffende Element charakteristische Potentialdifferenz erzeugen.

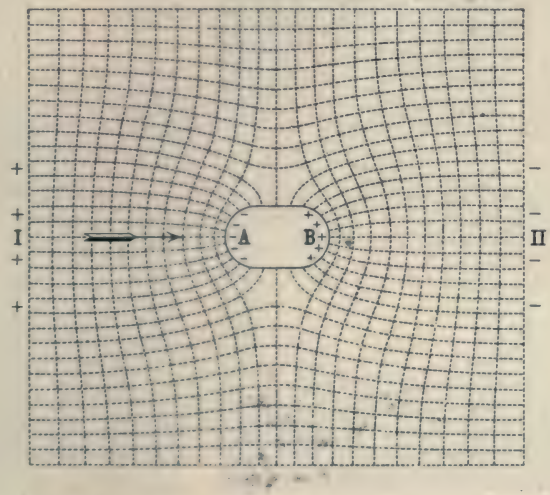
Nach dem eben Gesagten ist somit die von einem bestimmten Element bei der Ladung eines Kondensators erzeugte gesamte

[1]) Dieser elektrische Energiezuwachs ist das Äquivalent für die bei Entfernung der Kondensatorbelege von einander geleistete mechanische Arbeit.

elektrische Feldenergie dessen Kapazität direkt proportional. Wird daher z. B. ein mit einem galvanischen Element verbundener Kondensator in Medien von verschiedenem K gebettet, so wird sich seine Kapazität und daher auch seine Gesamtenergie in der besprochenen Weise mit K ändern.

Die Verteilung der Einheitsröhren im elektrischen Felde ist stets so beschaffen, daß die gesamte elektrische Feldenergie so klein wird, als dies bei der Zahl der vorhandenen Einheitsröhren überhaupt möglich ist. Jede Einheitsröhre wird also ihre Länge soweit zu verkleinern, ihren Querschnitt so sehr zu vergrößern

Fig. 5.



suchen, als dies die gegebenen Verhältnisse gestatten. Von diesem Gesichtspunkte aus lassen sich alle Bewegungsantriebe verstehen, die bewegliche Leiter oder Dielektrika, deren K von jenem des übrigen Feldmediums abweicht, im elektrischen Felde erfahren, wie schon (Anm., S. 16) angedeutet wurde; doch soll hierauf, als unserem Zwecke ferner liegend, nicht näher eingegangen werden. Hingegen sei kurz auf jene Veränderungen in der Anordnung der elektrischen Kraftlinien hingewiesen, die durch Einbringen vorher nicht vorhanden gewesener Leiter in ein elektrisches Feld hervorgerufen werden.

Fig. 5 stellt einen Teil des Feldes eines Plattenkondensators dar, in das der isolierte Leiter AB eingeführt wurde. Einige von den Einheitsröhren, die ursprünglich I mit II verbanden, haben sich in zwei Teile geteilt, die zwischen I und A bzw. B und II verlaufen; ihre Gesamtlänge ist unserem Satze entsprechend kleiner, als jene der ursprünglichen Röhren; die übrigen Röhren des Feldes haben ihren Querschnitt dabei vergrößert. Das Innere von AB ist natürlich frei von elektrischen Kraftlinien (S. 23). Der Teil A der Oberfläche, wo die Röhren I A münden, erscheint „negativ", der Teil B, von dem die Röhren B II ausgehen, „positiv geladen" (S. 13). Nach der Fernwirkungstheorie erklärt man diese Erscheinung bekanntlich aus der Fernwirkung der auf I, II sitzenden Fluida auf die im Leiter AB in gleichen Mengen vorhandenen Elektrizitäten; diese werden hiernach durch Influenz getrennt und in der angegebenen Weise auf AB verteilt.

Fig. 6.

Die Fig. 6 und 7 sind der oben erwähnten Arbeit von M. Seddig entnommen. Die Leiter, deren elektrisches Feld untersucht wird, sind in Terpentinöl getaucht, worin Chininsulfat (oder Glycin) suspendiert ist. Die suspendierten Teilchen ordnen sich in die Richtung der Kraftlinien und sedimentieren in dieser Stellung. Fig. 6 entspricht dem Falle der Fig. 3, Fig. 7 jenem der Fig. 5.

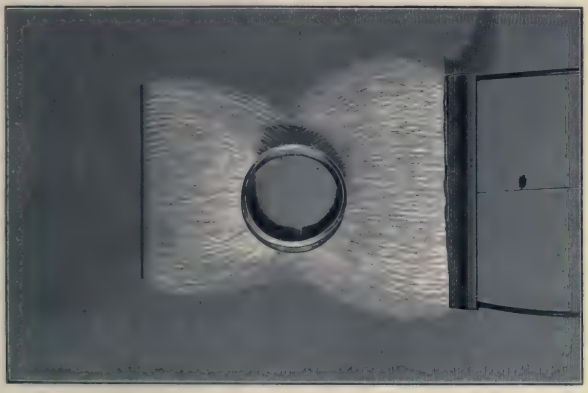
Von der Gesamtzahl der Einheitsröhren (Stärke der Ladung) ist in jedem Falle natürlich nur die Stärke des Zwanges an jedem Punkte des Feldes, nicht aber seine geometrische Verteilung (d. h. die Gestalt der Kraftlinien) abhängig. Selbst bei Umkehrung

des Ladungssinnes ($\pm$ in $\mp$) bleibt diese unverändert, während sich die Richtung des Zwanges (und daher der Kraftlinien) umkehrt.

Einen komplizierteren Fall von Influenzwirkung skizziert Fig. 8 (a. f. S.), die ohne weitere Erklärung verständlich sein dürfte (S. 84, 85).

Wird im elastischen Falle die Verrückung (Dehnung) und daher der elastische Zwang über ein gewisses äußerstes zulässiges Maß hinausgetrieben, so erfolgt bekanntlich ein katastrophaler Vorgang, das Zerreißen. Dem Eintreten dieses Ereignisses können jedoch, je nach Beschaffenheit, Form und Temperatur des betreffenden Stoffes, sowie auch je nach der Schnelligkeit der vorgenommenen elastischen Veränderung u. dgl. verschiedene Übergangszustände vorangehen. (Zerreißen einer Stange aus Butter,

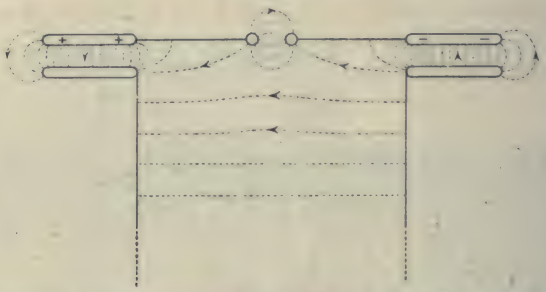
Fig. 7.



Blei, Silber, Stahl, Glas.) Analoge Verhältnisse finden wir auf elektrischem Gebiete. Wie früher (S. 14) erwähnt, wächst der Zwangszustand sowohl bei Vermehrung, als auch bei Verkürzung der einem Kondensator angehörigen Kraftröhren, d. h. bei stärkerer „Ladung“ und bei Annäherung der beiden, den Kondensator bildenden Leiter. Wird auf diese Weise der elektrische Zwangszustand des Feldmediums über einen gewissen Grad gesteigert, so tritt auch hier ein mehr oder weniger plötzliches Nachgeben des Dielektrikums ein — die elektrische Entladung (Funken-, Büschelentladung usf.). Hier, wie im elasti-

schen Analogon, ist das Ergebnis der Katastrophe und der sie vorbereitenden Vorgänge eine Verwandlung der im Medium aufgespeichert gewesenen Energie in andere Energieformen; im elastischen Falle sind hauptsächlich Wärme, Schall und mechanische Wirkungen die für die verschwundene elastische Energie auftretenden Äquivalente; bei der elektrischen Entladung mechanische Wirkungen, Schall, Wärme, Licht, Kathodenstrahlen, chemische und, wie noch näher besprochen werden wird, magnetische Energie. Eine ganze Reihe dieser Wirkungen zeigt z. B. die

Fig. 8.



Durchbohrung einer Glasplatte durch einen die Luft erwärmenden und ozonisierenden, laut knallenden und hellglänzenden elektrischen Funken. Die Leiter, zwischen denen die elektrische Entladung stattfindet, nennt man nach dem von Faraday befolgten Vorgange Elektroden, insbesondere heißt der positive (glaselektrische) Leiter Anode, der negative (harzelektrische) Kathode [1]).

Der elektrische Strom.

a) Leitungsstrom.

Die verschiedenen Materien zeigen gegenüber dem elektrischen Zwangszustande, wie zum Teil schon aus den bisherigen Erörterungen hervorgeht, ein sehr verschiedenes Verhalten.

In der einen Gruppe von Stoffen vermag der elektrische Zwangszustand, einmal hergestellt, sehr lange zu bestehen; eine

[1]) Auf die Verschiedenheit der Entladungserscheinungen an den beiden Elektroden (wie sie z. B. besonders auffallend in verdünnten Gasen hervortreten) und die zu ihrer Deutung ersonnenen Hypothesen kann hier nicht eingegangen werden. Vgl. hierüber z. B. G. C. Schmidt, „Die Kathodenstrahlen", in Heft 2 dieser Sammlung.

spontane Umwandlung der elektrischen Energie in andere Energieformen findet in ihnen also nur in sehr geringem Maße statt, so lange die am Ende des vorigen Abschnittes besprochenen Entladungsbedingungen nicht erfüllt sind. Diese Stoffe (wie Luft, Glas, Hartgummi, Schwefel, Harze usf.) nennt man Isolatoren. So vermochte W. Thomson (Lord Kelvin) eine dünnwandige Leidener Flasche durch Jahre in geladenem Zustande aufzubewahren [1]).

Eine zweite Gruppe bilden die sogenannten Leiter (Metalle, Kohle, Elektrolyte). In ihrem Innern vermag sich Energie in Form von elektrischem Zwangszustande nicht dauernd zu erhalten. Einmal erzeugt und sich selbst überlassen, schwindet der elektrische Zwangszustand in ihnen rasch dahin, wobei in erster Linie Wärme und — bei Elektrolyten — chemische Energie als Äquivalente auftreten. Im elektrischen Gleichgewichtsfalle können daher im Innern leitender Massen elektrische Kraftröhren nicht vorhanden sein (vgl. S. 20). Je rascher die Umwandlung der elektrischen Energie erfolgt, desto größer ist nach der gewöhnlichen Ausdrucksweise das Leitvermögen (k) bzw. desto kleiner sein reziproker Wert, der Leitungswiderstand $\left(w = \frac{1}{k}\right)$ des betreffenden Materials.

Der ideale Leiter wäre jener, in dem die Umwandlung der elektrischen Energie unendlich rasch erfolgte; der ideale Isolator jener, in dem nicht nur sehr lange, sondern unbegrenzte Zeit hindurch und selbst bei beliebiger Steigerung des Zwanges das elektrische Feld erhalten bliebe. In Wirklichkeit existiert keiner der beiden Grenzfälle. Jeder Stoff nähert sich in seinem Verhalten mehr oder weniger dem einen oder dem anderen dieser Ideale.

Soll trotz der geschilderten Umstände in einer leitenden Masse dauernd ein elektrischer Zwangszustand aufrecht erhalten werden, so bedarf es nur einer Vorrichtung, um den durch Umwandlung in andere Energieformen stattfindenden Verlust an elektrischer Energie fortgesetzt (stationär) nachzuliefern und auszugleichen. Solche Vorrichtungen sind z. B. die (Reibungs- und Influenz-) Elektrisiermaschinen, die galvanischen Elemente, Akkumulatoren, Thermoelemente und Dynamomaschinen.

[1]) Maxwell, Über physikalische Kraftlinien, Ostwalds Klassiker, Heft 102, S. 55.

Der eben betrachtete Umwandlungsprozeß der elektrischen Energie in Leitern ist seinem Wesen nach von dem im vorigen Abschnitte besprochenen Entladungsvorgange nicht verschieden. Man bezeichnet ihn als elektrischen Leitungsstrom. Dies Wort ist dem Ideenkreise der Fluidumhypothese entsprungen; bestehen doch nach dieser Auffassung beide Erscheinungen in einem wirklichen Strömen und Zusammenfließen der elektrischen Fluida, hervorgebracht durch die zwischen ihnen wirkenden Fernkräfte. Von diesem Standpunkte erscheint als das natürliche Maß der Stromstärke (i) die Anzahl positiver (oder die stets gleich große Zahl negativer) Elektrizitätseinheiten, die während einer Zeiteinheit (Sekunde) durch einen Querschnitt des Leiters fließen. Als positive Stromrichtung gilt hierbei die Bewegungsrichtung der positiven Elektrizität. Nach der Kraftlinientheorie jedoch wird dieselbe Größe (i) durch die Anzahl von Einheitsröhren gemessen, deren elektrischer Energieinhalt sich pro Sekunde im Leiter in Wärme verwandelt. Jede dieser Einheitsröhren denken wir, wie früher (S. 15), in eine für alle gleiche Zahl von Einheitszellen (U) geteilt. Auch hier nennen wir die Zahl $2\,U = V$ „Potentialdifferenz“ oder „elektromotorische Kraft“ (zwischen den Enden des betreffenden Leiters); sie ist, wie früher (S. 16), z. B. mit Hilfe eines Elektrometers meßbar. Die positive Stromrichtung ist durch die Richtung der sich verwandelnden elektrischen Kraftröhren gegeben (S. 11).

Soll der Zustand trotz der fortgesetzten Verwandlung elektrischer Energie in Wärme stationär — der Strom konstant — sein, also der Bestand von U Einheitszellen in jeder der i Einheitsröhren dauernd aufrecht erhalten werden —, so müssen jeder der i Röhren während jeder Sekunde $2\,U$ Einheitszellen von der Strom-(Energie-)quelle geliefert werden. Es werden also in jeder Sekunde $i \,.\, 2\,U$, in t Sekunden $i \,.\, 2\,U \,.\, t$ elektrische Energieeinheiten im Leiter in Wärme (W) verwandelt. Es gilt demnach für den stationären Strom:

$$W = i \,.\, 2\,U \,.\, t = i \,.\, V \,.\, t \text{ (Joulesches Gesetz}^{1}\text{)} \quad . \quad . \quad (8)$$

[1]) Die Wärme ist hier in mechanischem Maße gemessen. Den Effekt von 10^7 Erg pro Sekunde nennt man 1 Watt. — Dieses ist 0,239 g-Kal. pro Sekunde äquivalent; daher entspricht 1 g-Kal. pro Sekunde 4,19 Watt.

Nach den Untersuchungen von G. S. Ohm (1826) ist die Stromstärke (i) der Potentialdifferenz (V) direkt proportional. Als Proportionalitätsfaktor tritt das schon oben erwähnte elektrische Leitvermögen auf, das nur von der Natur, der geometrischen Gestalt (und der Temperatur) des Leiters abhängt. Es ist demnach

$$\left.\begin{array}{l} i = k \, . \, V = \dfrac{V}{w} \\ \text{oder} \\ i \, . \, w = V \end{array}\right\} \text{(das Ohmsche Gesetz)} \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Mit Rücksicht auf das Ohmsche Gesetz kann daher das Joulesche Gesetz auch in einer der folgenden Formen dargestellt werden:

$$\left.\begin{array}{l} W = i^2 \, . \, w \, . \, t \\ \text{oder} \\ W = \dfrac{V^2}{w} \cdot t \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8\text{a})$$

Die Wärmeentwickelung in sinem stromführenden Leiter kann man zur Messung der Stromstärke i benutzen. Zu diesem Zwecke kann man die während einer bestimmten Zeit t in einem bekannten Widerstande w erzeugte Stromwärme W kalorimetrisch bestimmen (Stromkalorimeter, Joule); man kann aber auch die thermische Ausdehnung eines in den Stromkreis eingeschalteten Drahtes als Maß der Stromstärke verwenden (Hitzdrahtinstrumente, Hertz[1]).

Die im elektrostatischen Maßsysteme gemessene Einheit der Stromstärke ist für praktische Zwecke unbequem klein, jene der Potentialdifferenz und des Widerstandes hingegen unbequem groß. An ihrer Stelle verwendet man daher nachstehende „praktische Einheiten“:

1 Ampère	$= 3 \, . \, 10^9$	el.-stat. Einh.	der Stromstärke,
1 Volt	$= {}^1/_{300}$	„ „	„ Potentialdifferenz,
1 Ohm	$= {}^1/_9 \, . \, 10^{-11}$	„ „	„ des Widerstandes[2]).

[1]) H. Hertz, Ges. Werke 1, 227; Zeitschr. f. Instrumentenkunde 3, 17 (1883).

[2]) Der Widerstand w eines zylindrischen Leiters vom Querschnitt q cm² und der Länge l cm berechnet sich zu $w = \sigma \dfrac{l}{q}$, wo σ den spezifischen Widerstand des Materials (für die betreffende Temperatur) bedeutet.

b) Verschiebungsstrom.

Eine außerordentlich wichtige Ergänzung erfährt unser Bild der elektromagnetischen Erscheinungen durch den von Maxwell[1]) eingeführten Begriff des Verschiebungsstromes.

Der Zwangszustand im Felde eines „geladenen" Kondensators ist nach unserer Auffassung das Resultat einer elektrischen Verschiebung (S. 14) von bestimmter Größe. Dem allmählichen Anwachsen dieser Verschiebung entspricht das Ansteigen des elektrischen Zwanges und mit diesem der Zahl elektrischer Einheitsröhren im Kondensatorfelde. Die Entladung eines Kondensators durch Herstellung einer leitenden Verbindung zwischen seinen beiden Belegungen erfolgt nach unserer Auffassung dadurch, daß der bis dahin nur im Dielektrikum vorhandene Zwangszustand auch die Masse des die beiden Bestandteile des Kondensators verbindenden Leiters ergreift, wobei Zwang und elektrische Verschiebung im Isolator zurückgehen. In dem verbindenden Leiter aber entsteht dadurch ein Leitungsstrom, d. h. die aus dem Kondensatorfelde in den Verbindungsdraht eindringende elektrische Energie wird hier in Wärme verwandelt. Die Zahl der aus dem Kondensatorfelde verschwindenden Einheitsröhren ist offenbar der Zahl der in den Leiter eintretenden gleich. Die Zahl der bei der Ladung des Kondensators im Dielektrikum pro Sekunde neu auftretenden oder bei der Entladung aus dem Felde verschwindenden elektrischen Einheitsröhren nennt nun Maxwell „Verschiebungsstrom". Dieser ist also nur vorhanden, solange sich die „Ladung" verändert. Der charakteristische Unterschied gegenüber dem Leitungsstrom im Leiter besteht darin, daß beim Verschiebungsstrom im Dielektrikum keine Verwandlung elektrischer Energie in Wärme stattfindet. Hingegen ist, wie hier schon bemerkt werden soll, nach Maxwells Annahme der Verschiebungsstrom in seinen magnetischen Wirkungen einem Leitungsstrom derselben Stärke vollkommen äquivalent[2]).

---

[1]) Maxwell (1861 bis 1862), Scient. Pap. I, p. 421 ff. Übersetzt von L. Boltzmann in Ostwalds Klassikern, Bd. 102, „Über physikalische Kraftlinien", S. 53 ff.

[2]) Den experimentellen Beweis dieser Hypothese hat erst H. Hertz erbracht. Ges. Werke **2**, 102 oder Wied. Ann. **34**, 273 (1888), wo auch auf eine diesbezügliche Arbeit von W. C. Röntgen verwiesen wird.

Das elektromagnetische Feld.

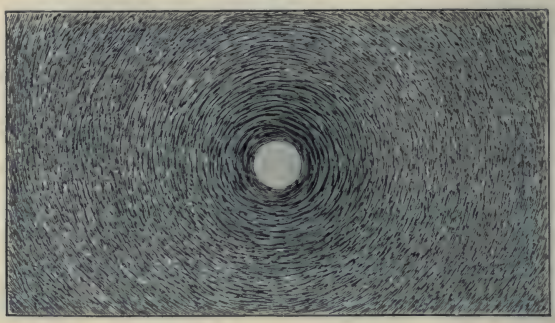
Bis zum Jahre 1820 waren Beziehungen des Magnetismus zu irgend welchen anderen Naturkräften nicht gefunden worden. Erst Oersted entdeckte (vgl. S. 4), daß die Magnetnadel in der Umgebung eines stromdurchflossenen Leiters eine Ablenkung aus ihrer durch den Erdmagnetismus erzwungenen Richtung erleide. Mit elementarer Gewalt bemächtigte sich der Geister die Erkenntnis von der Bedeutung dieser Tatsache. Der Magnetismus, bis dahin das sonderbare Monopol einer kleinen Anzahl von Körpern, erschien plötzlich aufs engste verknüpft mit dem beziehungsreichsten der Naturagentien, der Elektrizität. Der Anteil der Gelehrten und Laien an Oersteds Entdeckung läßt sich nach den Berichten aus jener Zeit [1]) etwa mit der Bewegung vergleichen, die in unseren Tagen das Bekanntwerden der Röntgenstrahlen hervorrief. Auf Ampères geniale experimentelle und theoretische Weiterführung der Oerstedschen Entdeckung ist schon oben (S. 4) hingewiesen worden. Er hatte gefunden, daß bewegliche stromführende Leiter in der Umgebung von Magneten Bewegungsantriebe erfahren, und daß auch ohne Vorhandensein von Magneten stromdurchflossene Leiter aufeinander Kraftwirkungen ausüben. Er hatte die Möglichkeit gezeigt, bezüglich der magnetischen Fernwirkungen jeden Magnet durch entsprechend angeordnete Elementarströme, oder umgekehrt jeden stromführenden Leiter durch passend gewählte Magnete ersetzt zu denken. Für die Fernwirkungstheorie war dadurch die Annahme besonderer magnetischer Fluida entbehrlich geworden. Einfacher war vielmehr die Hypothese, daß nur die elektrischen Fluida existierten, aber Träger zweier Gattungen von Fernkräften seien: die eine Art, die elektrischen Kräfte, sollten sie besonders im Zustande der Ruhe, die andere Art, die magnetischen, nur im Zustande ihrer Bewegung im elektrischen Strome besitzen. Ganz anders mußte der Zusammenhang derselben Tatsachen Faraday erscheinen.

Zur Erklärung der gleichen Wirkung war wohl nur die Annahme der gleichen Ursache zulässig. Zeigten sich also in der Umgebung stromführender Leiter Wirkungen auf die Magnetnadel,

[1]) Siehe z. B. Rosenberger, Gesch. d. Physik 3, 199. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig (1887—1890).

wie sie auch im Felde von Magneten auftreten, so mußte sich auch die Umgebung elektrischer Ströme in demselben Zwangszustande befinden, wie die Nachbarschaft eines Magnets. Die-

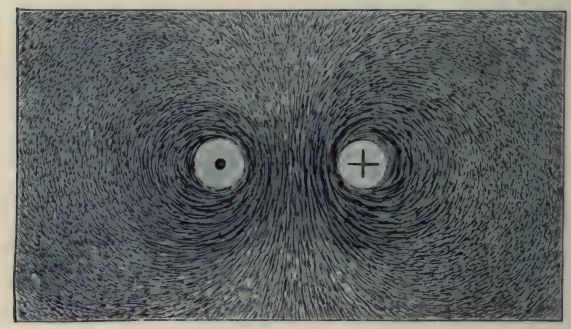
Fig. 9.



selben Hilfsmittel mußten hier wie dort die Art der Verteilung des Zwanges erkennen lassen.

Die Methode der Sichtbarmachung magnetischer Kraftlinien durch Eisenpulver gibt denn auch für das Feld eines Stromträgers

Fig. 10.



ein Bild, das vorzüglich geeignet ist, die Verteilung des Zwanges mit einem Blicke zu übersehen [1]).

Alle schon früher an das magnetische Feld geknüpften Überlegungen behalten auch hier ihre Gültigkeit. Die Betrachtung

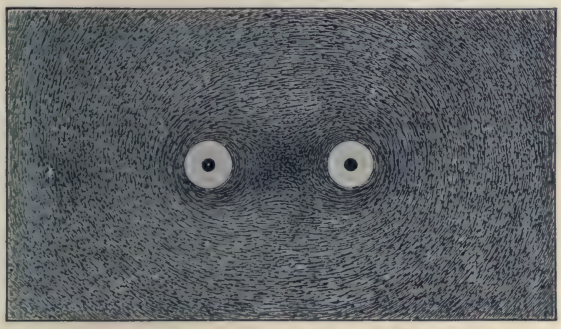
[1]) Faraday, Exp. Res., vol. III, Ser. XXIX, § 37.

der magnetischen Felder stromführender Leiter führt aber auch zu neuen Folgerungen.

Die Figuren 9, 10 und 11 sind wohl ohne weitere Erklärung verständlich[1]). Man sieht zunächst, daß die geometrische Verteilung des Zwanges im Felde in hohem Maße von der Gestalt des stromführenden Leiters abhängt. Weiter machen wir die wichtige Bemerkung, daß alle magnetischen Kraftlinien in sich geschlossene Kurven bilden und auf den zugehörigen Stromleiter aufgefädelt erscheinen, wie Schlüssel auf einen Schlüsselring.

Von Bedeutung ist ein Vergleich der Kraftbilder Fig. 12, 13 und 14. Fig. 12a. u. b zeigt die Verteilung des Zwanges im Felde einer stromdurchflossenen Drahtspirale (sog. Solenoid), deren Feld-

Fig. 11.



medium die Luft ist. In Fig. 13 ist das Feld derselben Spule dargestellt, wenn ihr Kern statt mit Luft, mit weichem Eisen erfüllt ist. Fig. 14 endlich gibt das magnetische Feld eines Stahlmagneten wieder, der dieselben Dimensionen hat wie der Eisenkern der Fig. 13. Der Unterschied zwischen Fig. 12 und 13 ist kein anderer, als daß in letzterer ein Teil des Feldes durch ein Medium von anderer Permeabilität μ (S. 9) erfüllt ist. Es unterliegt daher keinem Zweifel, daß auch in Fig. 13 die Kraftlinien den Kern der Spule in derselben Weise durchsetzen wie in Fig. 12. (Wäre die Luft des Kernes statt durch Eisen durch ein anderes Medium, wie z. B. Wasser, Eisenchloridlösung u. dgl. ersetzt worden, so könnte

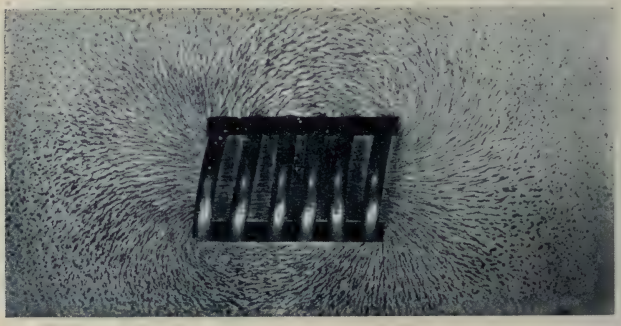
[1]) Die Figuren 9 bis 11 nach J. Herrmann, Sammlung Göschen, Heft 196, S. 71 ff. Leipzig (1904).

man das Vorhandensein der Kraftlinien sogar direkt durch Eisenfeile, wie in Fig. 12 oder durch eine ins Innere der Spule gehängte Magnetnadel [Galvanometer] nachweisen.) Demnach werden wir folgern müssen, daß auch in Fig. 14 die Kraftlinien sich durch das Innere des permanenten Magneten in derselben Weise fortsetzen und schließen, wie im Innern des in Fig. 13 abgebildeten „Elektromagneten". Ohne näher auf die Sache einzugehen, möge hier nur kurz bemerkt werden, daß die Existenz permanenter Magnete dem Verständnisse kaum geringere Schwierigkeiten bereitet, als die Eigenschaften radioaktiver Substanzen.

Fig. 12a.

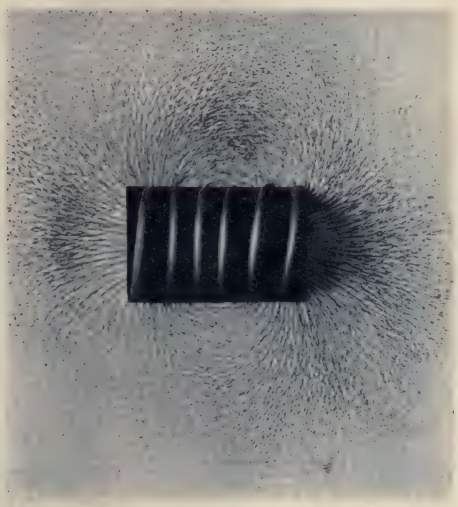
Fast alle Überlegungen, die für das elektrische Feld angestellt wurden, können in sinngemäßer Weise auf das magnetische Feld übertragen werden. Auch dieses läßt sich in röhrenförmige Abschnitte zerlegen, deren Wandungen überall von magnetischen Kraftlinien gebildet werden. Die magnetischen

Fig. 12b.



Kraftröhren sind aber, zum Unterschiede von den elektrischen, stets in sich geschlossen. Die magnetischen Kraftröhren kann man daher vielleicht passend als Kraftringe bezeichnen. Der Querschnitt eines und desselben magnetischen Kraftringes ändert sich im allgemeinen von Punkt zu Punkt, wie aus den Figuren leicht zu ersehen ist. — Nur in einem „homogenen" Felde (z. B. im Innern einer langen Spule) haben alle Kraftringe untereinander und jeder einzelne von ihnen überall gleichen Querschnitt. Die Kraftringe können, analog den elektrischen Einheits-

Fig. 13.



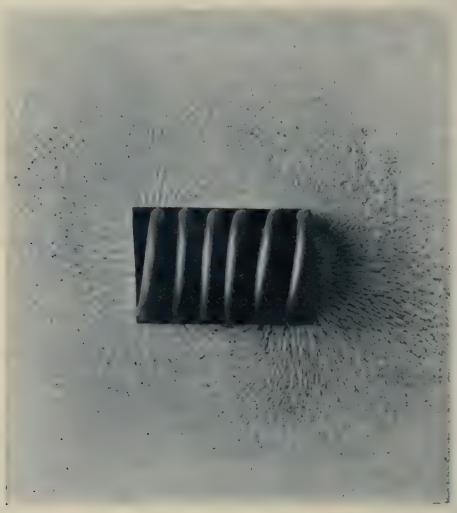
röhren, dazu dienen, um nicht nur qualitativ den Verlauf des magnetischen Zwanges, sondern auch quantitativ die Größe desselben (Feldstärke) an jedem Punkte des Raumes darzustellen. Zu diesem Zwecke sollen die Einheitsringe so gewählt werden, daß ihr Querschnitt an solchen Stellen des Feldes gleich der Flächeneinheit sei, wo die magnetische Feldstärke (mechanische Kraft auf den „Magnetpol 1", S. 5) den Wert einer Dyne besitzt. Die Feldstärke an einem beliebigen Punkte des Feldes ist dann gleich der Zahl von Einheitsringen, die eine dort senkrecht zur Kraftrichtung gelegte Flächeneinheit durchsetzen. (Zur

graphischen Darstellung feinerer Details des Feldes können wir jeden Einheitsring als Bündel einer für alle gleichen, übrigens beliebigen Zahl von Kraftringen betrachten.)

Die Ampèreschen Anziehungen gleichgerichteter und Abstoßungen entgegengesetzter Ströme führen im Zusammenhalte mit den betreffenden Kraftlinienbildern (Fig. 11 und Fig. 10) zu der Auffassung:

1. daß jeder magnetische Kraftring, ähnlich einem gespannten elastischen Ringe, das Bestreben hat, sich zusammenzuziehen;

Fig. 14.



2. daß benachbarte Kraftringe, in denen die Richtung des Zwanges (S. 8) dieselbe ist, einen seitlichen Druck aufeinander ausüben;

3. daß je zwei benachbarte Kraftringe, in denen die Richtung des Zwanges die entgegengesetzte ist, zu einem einzigen Ringe zusammenzutreten streben (der dann ebenfalls die Eigenschaften 1 bis 5 besitzt);

4. daß die hierdurch bedingten Bewegungsantriebe durch die den stromführenden Leitern unmittelbar anliegenden Kraftringe auf diese Leiter selbst übertragen werden;

5. daß die stromführenden Leiter dem aus Punkt 1 folgenden Bestreben der mit ihnen verketteten Kraftringe, vollständig zusammenzusinken, entgegenwirken. Vergleicht man die Kraftringe etwa mit einer gespannten Feder, so wird diese also durch die stromführenden Leiter in Spannung gehalten.

Auch die Analogie der magnetischen mit elastischen Erscheinungen (Punkt 1) ist, wie betont werden muß, eine sehr oberflächliche. Während z. B. der Zwang in einem elastischen Ringe mit Vergrößerung des Ringumfanges wächst, gilt das Umgekehrte für magnetische Kraftringe. Ebenso fehlt auf magnetischem Gebiete eine dem Zerreißen oder der elektrischen Entladung analoge Erscheinung vollständig.

Das magnetische Feld stellt, wie das elastische und das elektrische, einen Energievorrat dar. Auch hier können wir uns leicht denken, daß die Energie in Form des magnetischen Zwangszustandes im ganzen Felde verteilt ist, und daß jeder Einheitsring einen Bruchteil der gesamten magnetischen Energie enthält. Der Satz, daß der Energieinhalt eines Einheitsringes seinem Querschnitte verkehrt, seiner Länge direkt proportional ist, gilt hier analog wie im elektrischen Falle. Durch passende Querschnitte (die überall senkrecht zu den Kraftringen gelegt werden können) zerfällt jeder Einheitsring in eine Anzahl von Zellen, deren jede den Energieinhalt 1 besitzt — Einheitszellen.

Eine Reihe weiterer Begriffe soll nun durch Betrachtung einiger besonderer Fälle gewonnen werden:

a) Es sei ein Stromträger von solcher Gestalt gegeben, daß er mit jedem seiner N Kraftringe nur einfach verkettet ist (z. B. Kreisstrom, Fig. 15 a). Aus der Figur sind auch die zusammengehörigen Richtungen des positiven Stromes (S. 24) und seiner magnetischen Kraftringe zu entnehmen. Wird die Stromrichtung umgekehrt, so wird auch die Richtung des zugehörigen Magnetfeldes in die entgegengesetzte verwandelt. Das ganze Feld sei mit einem Medium von der Permeabilität μ erfüllt. Andere Ströme oder Magnete seien nicht vorhanden. Dann zerfällt erfahrungsmäßig jeder Einheitsring des Stromfeldes in dieselbe Zahl Φ von Einheitszellen. Demnach ist die gesamte magnetische Energie des Feldes

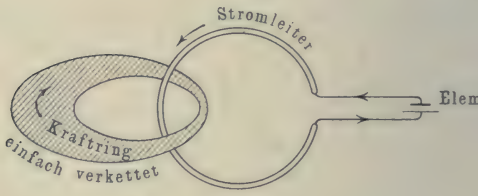
$$Q_m = N.\Phi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Sowohl N, als auch Φ sind der im Leiter vorhanden
stärke i proportional. Es ist also $N = Li$, $\Phi = \varepsilon i$ u

$$Q_m = \varepsilon . L . i^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Die Anzahl L von Einheitsringen (S. 31), die mit
Strome $i = 1$ durchflossenen Leiter verkettet sind, hä
von dessen geometrischer Gestalt (oder, was auf dasselb

Fig. 15 a.



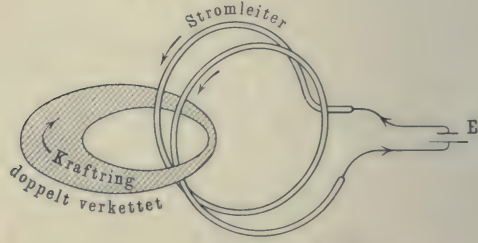


Fig. 15 b.

läuft, von der Konfiguration des Feldmediums) ab. Der
ergibt sich gleich $\frac{\mu}{2}$, wenn das elektromagnetische M
(S. 67) zugrunde gelegt wird. In diesem Falle folgt den
die magnetische Gesamtenergie des Feldes der Wert

$$Q_m = \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot L \cdot i^2 \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Das Produkt μL bezeichnet man (aus später ers
Gründen) auch als die Zahl der mit dem Leiter bei d
stärke 1 verketteten Induktionsringe und nennt die
den „Selbstinduktionskoeffizienten“ des Stromleit

b) Es seien zwei getrennte Stromkreise I und
etwa Fig. 17) vorhanden. Das Feldmedium besitze w
Permeabilität μ. Wird der Leiter I von der Stromeinhe

flossen, so ist eine Zahl M seiner L_1 Einheitsringe auch mit dem Leiter II verkettet. Führt hingegen der Kreis II einen gleichen Strom Eins, so durchsetzt dieselbe Zahl M seiner L_2 Einheitsringe die vom Leiter I umschlossene Fläche.

Das Produkt μM, d. h. also die Zahl der beiden Stromleitern gemeinsamen Induktionsringe, wenn in einem der Kreise die Stromstärke den Wert 1 besitzt, nennt man den „Koeffizienten der gegenseitigen Induktion" der beiden Stromleiter, dessen Bedeutung sich aus den weiteren Betrachtungen ergeben wird (S. 38).

c) In den praktisch wichtigen Fällen besteht das Feld meist entweder nur aus einem Medium von der Permeabilität $\mu = 1$ (Luft), oder es ist aus zwei Stoffen von verschiedener Magnetisierungskonstante, etwa $\mu_1 = 1$ (Luft) und μ_2 (Eisen) zusammengesetzt. Im ersteren Falle sind daher L und M die Werte des Selbstinduktionskoeffizienten und des Koeffizienten der gegenseitigen Induktion, im letzteren Falle liegt deren Betrag zwischen L und $\mu_2 . L$ bzw. M und $\mu_2 . M$.

Wie die Wärmewirkungen des Stromes im Stromleiter (S. 25) (und seine chemischen Wirkungen), so kann auch sein magnetisches Feld zur Messung der Stromstärke benutzt werden. Die zu diesem Zwecke konstruierten Apparate nennt man Ampèremeter oder Galvanometer. In diesen wird entweder die Ablenkung einer drehbar aufgehängten Magnetnadel im magnetischen Felde eines fixen Stromträgers (Multiplikator, Tangentenbussole usw.), oder die Ablenkung eines beweglichen Stromleiters im Felde eines fixen Magneten (z. B. W. Thomsons Signalapparat [1]), Galvanometer nach Deprez-d'Arsonval) als Maß der Stromstärke beobachtet.

Ein vorzügliches Mittel, um die Stromstärke mit Hilfe ihres magnetischen Feldes zu messen, bietet die von Hittorf (1869) entdeckte Ablenkbarkeit der Kathodenstrahlen durch magnetische Kräfte [2]). F. Braun hat als Erster diese Erscheinung dem angedeuteten Zwecke durch Konstruktion der nach ihm benannten

---

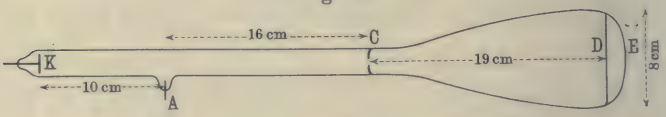
[1]) Vgl. Maxwell, Lehrbuch usw., Deutsche Ausgabe, 2, § 722.

[2]) Vgl. z. B. G. C. Schmidt, „Die Kathodenstrahlen", Heft 2 dieser Sammlung.

Röhre nutzbar gemacht [1]). Von den mit der Braunschen Vakuumröhre gewonnenen Resultaten werden wir noch mehrfach zu sprechen haben.

Die von der Kathode *K* (Fig. 16) ausgehenden Kathodenstrahlen (*A* ist die Anode) treten durch das Diaphragma *C*, treffen die Mitte des mit fluoreszenzfähiger Substanz bestrichenen Schirmes *D* und bringen diesen dort zum Leuchten. Wird der Röhre bei *C*

Fig. 16.



(ein Magnet oder) eine stromdurchflossene Spirale genähert, so werden die Kathodenstrahlen abgelenkt und treffen den Schirm *D* in einem anderen Punkte. Die Verschiebung des hellen Fleckes dient dann als Maß der in der Spule vorhandenen Stromstärke. Da die Kathodenstrahlen den magnetischen Kräften momentan und ohne (nachweisbare) Trägheit folgen, so gibt die Lage des hellen Fleckes stets ein Maß für den augenblicklichen Wert der Stromstärke, auch wenn diese sehr rasch wechselt. Die aufeinanderfolgenden Lagen des Fleckes erscheinen in diesem Falle als helle Linie, die im rotierenden Spiegel betrachtet oder auf der bewegten Platte photographiert ein Bild des zeitlichen Verlaufs des Stromes ergibt [2]).

Die Induktionserscheinungen.

„Ob man nun Ampères schöne Theorie annehmen wollte oder irgend eine andere, oder welchen Vorbehalt man auch machte, es erschien dennoch sehr außergewöhnlich, daß, da jeder elektrische Strom von einer entsprechenden starken magnetischen Wirkung (d. h. einem magnetischen Felde) senkrecht zu dem Strome begleitet war, in guten Leitern der Elektrizität, die ins Bereich dieser Wirkung gebracht wurden, nicht irgend ein Strom

[1]) F. Braun, Wied. Ann. **60**, 552 (1897).

[2]) F. Braun, l. c.; H. Ebert, Wied. Ann. **64**, 240 ff. (1898); J. Zenneck, ebend. **69**, 838 ff. (1899); A. Wehnelt u. B. Donath, ebend. **69**, 861 (1899); F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. **1**, 468 (1900).

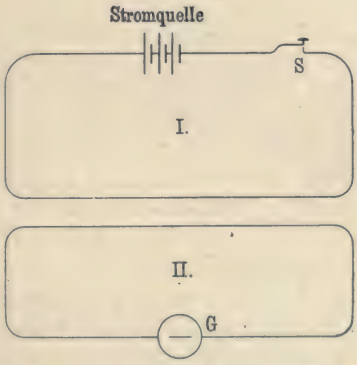
oder sonst ein Effekt hervorgebracht werden sollte, der an Stärke solch einem Strome äquivalent wäre[1])."

Nach Faradays ursprünglicher Erwartung sollte also im Drahte II (Fig. 17) ein Strom vorhanden sein, solange ein solcher im Stromkreise I unterhalten würde. Er fand jedoch bald, daß, solange I von einem Strom von konstanter Stärke i_1 durchflossen wurde, der Draht II vollkommen stromlos blieb. Nur in den Momenten des Entstehens und Vergehens des Stromes i_1, durch Schließen oder Öffnen des Stromschlüssels S, meldete das Galvanometer G einen den Stromkreis II durchzuckenden, rasch vorübergehenden Stromstoß.

Vielfache Veränderung der Versuchsbedingungen führte Faraday dann zu folgendem allgemeinen Resultate:

In einem geschlossenen Leiter (z. B. II in Fig. 17) wird immer dann und nur dann ein Strom „induziert", während sich die Anzahl magnetischer Induktionsringe (S. 34), mit der er verkettet ist, verändert.

Fig. 17.



Dabei ist es vollständig gleichgültig, durch welche Ursache die Zahl der mit II verketteten Induktionsringe geändert wird: im Falle der Fig. 17 kann dies z. B., bei fester gegenseitiger Lage der beteiligten Körper, durch Änderung der Stromstärke (und daher des magnetischen Feldes) des „induzierenden" Leiters geschehen; es kann aber auch durch Veränderung der relativen Lage der beiden Leiter, oder endlich durch Gestaltveränderung (Verbiegen usf.) des „induzierenden" oder „induzierten" Leiters oder beider erfolgen. Auch hat es keinerlei Einfluß, ob das „induzierende" Magnetfeld von stromführenden Leitern oder von permanenten Magneten herrührt: so könnte z. B. in Fig. 17 der Kreis I durch einen Magneten ersetzt und in II ein Strom induziert werden, indem auf irgend welche

[1]) Faraday, Exp. Res. Vol. I, Ser. I, Nov. 1831, § 3.

Art die relative Lage des Magneten gegen II so verändert würde, daß sich — worauf es allein ankommt — dabei die Anzahl der mit II verketteten Induktionsringe ebenfalls ändert.

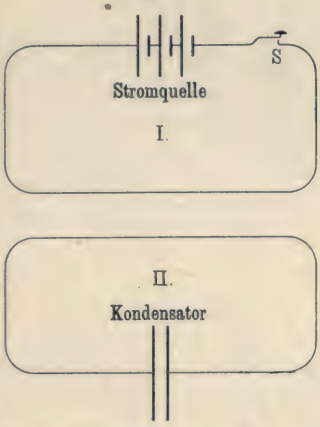
Die Stärke i_2 des induzierten Stromes erweist sich für einen und denselben Stromkreis (vom Widerstande w_2) erfahrungsmäßig als nur abhängig von der Zahl der pro Sekunde mit diesem in oder außer Verkettung tretenden Induktionsringe und zwar ist sie dieser Zahl direkt proportional. Dabei sind — z. B. bei Spulen — Ringe, die mit dem induzierten Leiter n-fach verschlungen sind (Fig. 15b), n-mal in Rechnung zu setzen. Da der induzierte Strom dem Ohmschen Gesetze (S. 25): $i_2 = \frac{V_2}{w_2}$ folgt, so ist also die „induzierte elektromotorische Kraft" V_2 [1]) der genannten Zahl von Induktionsringen ebenfalls proportional und nur von ihr abhängig. In dem besonderen Falle der Fig. 17 wird die Induktionswirkung auf II demnach um so stärker sein, je rascher sich in I die Stromstärke und daher das magnetische Feld des induzierenden Leiters ändert und je größer der gegenseitige Induktionskoeffizient der Leiter I und II (S. 35) ist. Denn je größer dieser, desto größer ist überhaupt, für jeden Wert der Stromstärke in I, die Zahl gemeinsamer Induktionsringe; je rascher aber bei gegebenem Induktionskoeffizienten der Strom in I und mit ihm sein magnetisches Feld entsteht oder vergeht, desto größer ist die Zahl der pro Sekunde mit II in oder außer Verkettung tretenden Ringe, desto höher also auch der Wert der induzierten Potentialdifferenz. Wünscht man daher in einem Stromleiter eine möglichst große elektromotorische Kraft V_2 zu induzieren, so hat man dafür zu sorgen, daß entweder der Koeffizient der gegenseitigen Induktion möglichst groß, oder daß die Änderungsgeschwindigkeit des induzierenden Feldes (z. B. des induzierenden Stromes) eine möglichst hohe sei, oder endlich, daß diese beiden Bedingungen gleichzeitig erfüllt seien.

Es erhebt sich nun die Frage, was geschieht, wenn, wie in Fig. 18, der induzierte (oder sekundäre) Leiter nicht voll-

[1]) Das heißt die doppelte Zahl von Einheitszellen, in die jede der im induzierten Leiter erzeugten elektrischen Kraftröhren zerfällt (S. 24). Diese elektrischen Kraftröhren sind, der Bahn des Leiters folgend, ringförmig geschlossen (S. 13, Anm.; S. 39).

kommen geschlossen, sondern an einer Stelle unterbrochen ist? Seine freien Enden können wir als Belegungen eines Kondensators (S. 15) betrachten, dessen Kapazität je nach ihrer Form und je nach dem sie umgebenden Feldmedium von verschiedenem Werte sein kann. Der Leiter selbst bildet dann die Verbindung zwischen den Bestandteilen dieses Kondensators, deren Rolle früher (S. 26) besprochen wurde. Die Erfahrung zeigt, daß auch hier im sekundären Kreise keinerlei Wirkung erfolgt, solange das magnetische Feld, in dem er sich befindet, unverändert bleibt. Sobald aber aus irgend welcher Ursache die Zahl der mit dem Sekundärkreise verketteten magnetischen Induktionsringe sich ändert, wobei es wiederum gleichgültig ist, ob diese von Strömen oder permanenten Magneten herrühren, so entsteht eine (etwa elektroskopisch meßbare, S. 16) Ladung des Kondensators. Seine Potentialdifferenz erweist sich dabei als nur abhängig von der Zahl der pro Sekunde mit dem Sekundärkreise in oder außer Verkettung tretenden magnetischen Ringe.

Fig. 18.



Wir können uns die Vorstellung bilden, daß die elektrischen Kraftröhren des durch den Induktionsvorgang geladenen Kondensators sich längs der Bahn des seine beiden Belegungen verbindenden Leiters in diesem fortsetzen und ringförmig schließen (Anm. S. 38). Jede derselben hat eine bestimmte, für alle gleiche Anzahl von Einheitszellen (V_2), die, wie im früheren Falle, nur vom gegenseitigen Induktionskoeffizienten und der Änderungsgeschwindigkeit der Induktionsringzahl abhängt und diesen proportional ist. Ein großer und für alle Röhren gleicher Teil dieser (elektrischen) Einheitszellen verläuft zwischen den Kondensatorbelegungen im Dielektrikum. Hierbei kann unter den früher besprochenen Umständen (S. 21) sogar eine elektrische Entladung (Funken usw.) zwischen den Belegungen des Kondensators eintreten (Ruhmkorffscher Funkeninduktor). Kommt es nicht so

weit, so entladet sich der Kondensator, sobald die induzierende Wirkung aufhört, nach rückwärts durch den verbindenden Leiter (S. 26, 45).

In einem früheren Abschnitte wurde der bei Ladung oder Entladung eines Kondensators sich im Dielektrikum abspielende Vorgang als Verschiebungsstrom bezeichnet. Durch Benutzung dieses Begriffes läßt sich die Induktion in leitend geschlossenen und in „offenen" Sekundärkreisen unter demselben Gesichtspunkte behandeln. In beiden Fällen tritt unter sonst gleichen Umständen dieselbe Potentialdifferenz im Sekundärleiter auf. Im Falle des geschlossenen Leiters ist die von ihm hierbei aufgenommene und in Wärme verwandelte elektrische Energie nach dem Joule schen Gesetze (S. 24) nur von seinem Widerstande abhängig und nach Gleichung (8a) zu berechnen. Beim offenen Kreise ist die zunächst hauptsächlich in Form elektrischen Zwangszustandes des Kondensatorfeldes aufgenommene und erst bei dessen „Entladung" in Wärme verwandelte Energie durch die Kapazität (S. 18) des Kondensators bedingt.

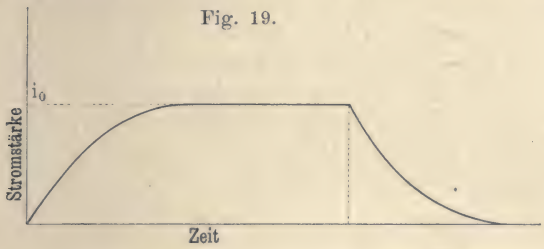
Wie jeder elektrische Strom, so besitzt natürlich auch der induzierte Strom während seines Bestehens ein magnetisches Feld, mit dem er in dem aus Fig. 15a, b ersichtlichen Sinne verkettet ist. Für die Richtung des Induktionsstromes läßt sich eine einfache Regel angeben: Das induzierte magnetische Feld sucht stets einer Veränderung der Anzahl magnetischer Induktionsringe entgegenzuwirken, mit denen der induzierte Leiter verkettet ist. Besteht diese Veränderung daher in einer Vermehrung der Zahl verkettender Ringe, so ist die Kraftrichtung des induzierten Magnetfeldes jener des induzierenden entgegengesetzt (Schließen des primären Stromes, Annähern eines Magneten an den induzierten Stromkreis); besteht sie in einer Verminderung dieser Zahl, so ist das induzierte Magnetfeld dem induzierenden gleichgerichtet (Öffnen des primären Stromes, Entfernen eines Magneten vom induzierten Stromkreis). Nimmt also die Anzahl der mit dem (offenen oder geschlossenen) Sekundärleiter verketteten Induktionsringe periodisch ab und zu, so wird in ihm nach dem Gesagten die induzierte elektromotorische Kraft (V_2) und daher auch der induzierte (Leitungs- und Verschiebungs-)Strom in demselben Tempo Stärke und Richtung ändern. Einen solchen Strom nennt man Wechselstrom. Die erforderliche Änderung der

Zahl und Richtung der verkettenden Ringe läßt sich offenbar erzielen entweder durch passende Bewegung (Rotation) des sekundären Leiters in einem unveränderlichen Magnetfelde (Wechselstrommaschine mit rotierendem Anker) oder bei ruhendem sekundären Leiter durch entsprechende Veränderung des induzierenden Feldes (Wechselstrommaschine mit rotierendem Magnetfelde, Induktionsapparat und Wechselstromtransformator).

Die Erscheinungen der Selbstinduktion [1]).

Eine Stromquelle von gegebener elektromotorischer Kraft V erzeugt nach dem Ohmschen Gesetze in einem Leiter vom Widerstande w einen Strom i_0 (S. 25). Man wird auf den ersten Blick geneigt sein zu erwarten, daß diese Stromstärke sofort nach Schließen des Stromes erreicht wird, um in unverminderter Stärke

Fig. 19.



anzudauern und beim Unterbrechen mit einem Schlage zu verschwinden. Die Erfahrung lehrt aber, daß der Strom beim Schließen nur allmählich zu seinem nach dem Ohmschen Gesetze erwarteten Werte ansteigt, um beim Unterbrechen nur allmählich auf Null abzusinken. In Fig. 19 ist dieser Verlauf der Stromstärke [etwa mit Hilfe der Braunschen Röhre (S. 36) beobachtet gedacht] zur Darstellung gebracht. Dasselbe Bild würde die Untersuchung mit Hilfe jedes beliebigen geeigneten Galvanometers (z. B. eines Hitzdrahtinstrumentes) liefern.

---

[1]) Die Untersuchungen Faradays über diesen Gegenstand, durch die der Zusammenhang mit den von ihm früher entdeckten Induktionserscheinungen klargelegt wurde, entstanden durch die weitere Verfolgung einer ihm von Jenkin mitgeteilten Beobachtung. Exp. Res. Vol. I, Ser. IX, § 1049 (1834—1835).

In der ersten Periode nach Stromschluß bis zum Konstantwerden des Stromes wird also im Leiter eine geringere Energiemenge in Joulesche Wärme verwandelt, als wenn der Strom von Anbeginn mit der Stärke i_0 aufgetreten wäre. Dagegen sehen wir, daß nach Ausschalten der die Energie liefernden Stromquelle gleichwohl noch eine Zeitlang Strom und daher Wärmeentwickelung im Leiter und somit notwendigerweise Energiezufuhr vorhanden ist. Die Braunsche Röhre mißt, wie wir wissen, den momentanen Wert der Stromstärke durch die Stärke des zugehörigen magnetischen Feldes. Die Fig. 19 lehrt daher auch, daß das einem Strome entsprechende Magnetfeld nicht plötzlich entsteht und vergeht, wenn dieser geschlossen oder geöffnet wird. Der Zusammenhang dieser Tatsachen springt in die Augen.

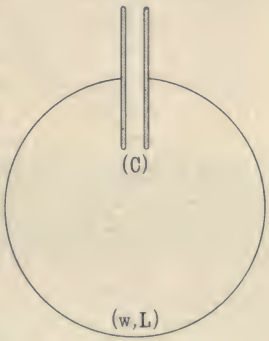
Ohne auf den übrigens unbekannten Mechanismus des Vorganges einzugehen, können wir ihn durch ein Gleichnis verständlich zu machen suchen. Um in einem Leiter eine Verwandlung elektrischer Energie in Wärme in bestimmtem Betrage pro Zeiteinheit ($i_0^2 w$) vornehmen zu dürfen, muß jede Stromquelle an das umgebende Medium eine unverzinsliche Kaution oder Einlage in Form magnetischer Energie entrichten. Die Höhe dieser Einlage ist nach Gleichung (10b) durch den Wert der nach dem Ohmschen Gesetze geforderten Stromstärke i_0 und den Wert des Selbstinduktionskoeffizienten μL des Leiters (S. 34) zu $Q_m = \frac{\mu . L . i_0^2}{2}$ bestimmt. Nur im Verhältnis der bereits gezahlten Quote darf die Energieverwandlung im Drahte erfolgen. Ist die Einlage voll bezahlt, so kann der Betrieb im Drahte in unverändertem Maße fortgesetzt werden. Wird er eingestellt (oder verringert), so wird die Einlage voll (oder zum Teil) zurückerstattet, d. h. die magnetischen Induktionsringe sinken in sich zusammen (vgl. S. 32, 33) und treten dadurch außer Verkettung mit dem zugehörigen Stromleiter; in diesem wird hierdurch nach den im vorigen Abschnitte erläuterten Gesetzen eine entsprechende elektromotorische Kraft bzw. ein Strom „induziert“; die von diesem erzeugte Wärmemenge ist das Äquivalent für die verschwundene magnetische Energie.

Elektrische Schwingungen.

Ein Fall von größter Wichtigkeit für unsere Zwecke soll nun betrachtet werden. Ein Kondensator von der Kapazität C

(Fig. 20) sei zur Potentialdifferenz V geladen. Nach dem früher Gesagten (S. 17, 16) ist die Zahl seiner elektrischen Einheitsröhren $e = V.C$, die gesamte Energie seines Feldes $Q = \frac{1}{2} V.e$. Die Belegungen des Kondensators sollen plötzlich durch einen Leiter vom Widerstande w und dem Selbstinduktionskoeffizienten L miteinander verbunden werden. Wir wissen, daß der Kondensator sich durch den Verbindungsdraht zu „entladen" sucht. Damit jedoch der Entladungsstrom im Drahte entstehen könne, ist nach dem vorigen Abschnitte die Schaffung eines magnetischen Feldes Q_m erforderlich, dessen Kosten aus dem Energieinhalte der Stromquelle, hier also aus der oben angegebenen elektrischen Energie des Kondensators, bestritten werden müssen. Wie in dem Beispiele des vorigen Abschnittes wird auch hier der Strom im Drahte und das zugehörige magnetische Feld allmählich ansteigen. Da hierzu ein Teil der Einheitsröhren des Kondensators verbraucht wird, so sinkt seine elektromotorische Kraft in entsprechendem Maße. Es muß daher der Augenblick kommen, wo die Stromstärke im Drahte gerade jenen Wert erreicht hat, den das Ohmsche Gesetz für die eben noch vorhandene Potentialdifferenz des Kondensators fordert. Nun könnte der Verwandlungsprozeß im Drahte (vgl. Fig. 19) in konstanter Stärke fortdauern, wenn der Kondensator (wie früher das galvanische Element) eine konstante Potentialdifferenz zu liefern vermöchte. Doch dies ist offenbar nicht der Fall. Denn in dem Maße, in dem weitere Einheitsröhren dem Kondensator entzogen und im Drahte in Wärme verwandelt werden, sinkt seine Potentialdifferenz, und demnach die dem Ohmschen Gesetze gemäße Stromstärke. Von jetzt an wird daher die im magnetischen Felde angelegte Energie dem Stromträger zurückerstattet; zum Teil erscheint sie als Stromwärme des Leitungsstromes im Drahte, zum Teil als elektrische Energie des Verschiebungsstromes im Dielektrikum des Kondensators (S. 26) wieder. Da in dieser Periode die abnehmende Potentialdifferenz des Kondensators und

Fig. 20.



das verschwindende Magnetfeld einander unterstützen (während im Falle der Fig. 19 schließlich das Magnetfeld allein wirkte), so dürfen wir hier einen minder steilen Abfall der Stromstärke erwarten. Endlich muß die ursprüngliche Energie des Kondensators und das magnetische Feld vollständig verschwunden, der Strom im Drahte also Null geworden sein. Ziehen wir nun aber die Bilanz des ganzen Vorganges, so finden wir eine Ersparnis, die zum Weiterbetriebe verwendet werden kann: Der Energievorrat des Kondensators wurde zum Teil in Joulesche Wärme verwandelt. Diese für unsere Zwecke minderwertige Energieform wollen wir auf das Verlustkonto setzen. Ein anderer Teil lieferte die magnetische Energie des Feldes. Diese nun wurde, wie erwähnt, in zwei Formen zurückerstattet. Jener Teil, der als Joulesche Wärme wiedererschien, ist für unsere Absichten verloren — auch er kommt auf das Verlustkonto. Ein Teil der magnetischen Energie aber lieferte den Verschiebungsstrom im Kondensatorfelde; dieser ist am Ende des Prozesses in Form elektrischer Energie vorhanden; diese ist um den ganzen in Wärme verwandelten Betrag kleiner, als zu Beginn des Versuches, daher auch die Potentialdifferenz, deren Richtung überdies der ursprünglichen Ladung des Kondensators entgegengesetzt ist. Der ganze Apparat befindet sich also, bis auf das Vorzeichen und die Größe der Potentialdifferenz, in ganz demselben Zustande wie zu Beginn des Prozesses. Der ganze eben betrachtete Vorgang wird demnach wieder eintreten müssen, nur unter Umkehrung aller in Betracht kommenden Größen und in verminderter Stärke. Dieses Spiel wird sich so lange wiederholen können, als dabei nicht der gesamte zu Anbeginn verfügbare Energievorrat des Kondensators durch Verwandlung in Stromwärme entwertet ist. (S. 50, 98.)

Den eben beschriebenen Vorgang bezeichnet man als oszillatorische Entladung oder als elektrische Schwingung.

Savary hatte im Jahre 1824 die sogenannte anomale Magnetisierung von Stahlnadeln durch die Entladung Leidener Flaschen beobachtet. Durch Verfolgung dieser Erscheinung kam schon Josef Henry (1842) zu der Überzeugung, daß „das Phänomen verlangt, eine Hauptentladung in einer Richtung und dann mehrere hin und her gehende Reflexwirkungen anzunehmen, jede

folgende schwächer als die vorhergehende, bis zur Erreichung des Gleichgewichtes“ [1]).

Henrys Arbeiten scheinen in jener Zeit ziemlich unbekannt geblieben zu sein. So konnte denn Feddersen [2]) (1857 bis 1862) den oszillierenden Charakter der Kondensatorentladung unabhängig von Henry und mit ganz anderen Methoden als dieser, experimentell erweisen. Er entlud eine Leidener Flaschenbatterie durch einen Draht, der an einer Stelle durch eine Funkenstrecke unterbrochen war. Die Beobachtung des Funkens in einem rotierenden Spiegel oder seine Fixierung auf einer bewegten photographischen Platte zeigte, daß er aus einer Reihe regelmäßig aufeinander folgender Partialfunken von wechselnder Richtung besteht — ein Beweis für den oszillierenden Charakter der Entladung. Die Ausmessung des Funkenbildes gestattet bei

Fig. 21.

bekannter Rotationsgeschwindigkeit des Spiegels das Zeitintervall zwischen je zwei aufeinander folgenden Partialfunken (die Schwingungsdauer) zu messen (Fig. 21 [3]); S. 49). Durch welches Mittel die Ladung des Kondensators erfolgt, ist für den Entladungsvorgang offenbar gleichgültig. Daher bedarf unser Bild von dem Entladungsvorgange in einem offenen induzierten Kreise (S. 39, 40) einer Ergänzung; auch diese Entladung muß nämlich oszillatorischen Charakter besitzen. Untersuchungen hierüber wurden mit dem von Helmholtz konstruierten Pendelunterbrecher von Schiller [4]) angestellt und hatten den erwarteten Erfolg.

Eine sehr elegante Methode, die sowohl die oszillierenden Entladungen von Kondensatoren, als auch die elektrischen Schwingungen offener Induktionskreise zu beobachten gestattet,

[1]) O. Lodge, Modern Views of Electricity, p. 428 (1892).

[2]) Vgl. G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität, 2. Aufl., 4, 293.

[3]) Nach Battelli und Magri, vgl. S. 53.

[4]) N. Schiller, Pogg. Ann. **152**, 535 ff. (1874).

wurde von W. König [1]) ausgearbeitet. Ihre Grundlage bildet das von Feddersen benutzte Beobachtungsprinzip.

„Der an die Pole des sekundären Kreises eines Induktoriums mittlerer Größe angehängte Kondensator bestand aus zwei parallel

Fig. 22.

geschalteten Leidener Flaschen aus sehr dickem Glase. In die Zuleitung von dem einen Pole der Sekundärspule zur inneren Belegung war die Funkenstrecke eingeschaltet; der Funke sprang zwischen Messingspitzen über, die vertikal in 0,6 cm Entfernung

Fig. 23.

übereinander standen. Ein großes photographisches Objektiv entwarf von diesen Funken ein etwa fünfmal vergrößertes Bild

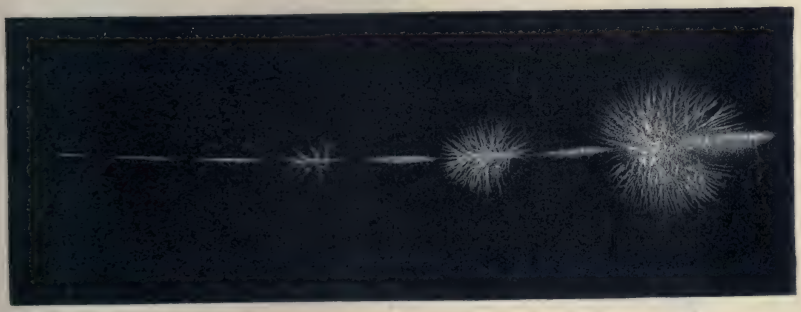
[1]) W. König, Wied. Ann. **67**, 535 (1899), wo auch die übrige hierhergehörige Literatur zusammengestellt ist. Fig. 22 bis 24 sind dieser Arbeit entnommen.

auf eine photographische Platte, die an einem Fallpendel befestigt war . . .“

Das Fallpendel öffnet im richtigen Momente den Strom in der Primärspule des Induktoriums. „Das Funkenbild (Fig. 22) zeigt aufs deutlichste, wie sich die langsamen Schwingungen (der Sekundärspule) des Induktoriums durch die Funkenstrecke hindurch vollziehen, nachdem durch einen ersten Funken die Isolation durchbrochen und die Brücke zwischen Spule und Kondensatorbelegung geschlagen ist.“

„Man erhält eine weit bequemere Methode, wenn man als Indikator der elektrischen Schwingungen Lichtenbergsche Figuren

Fig. 24.



benutzt. Auf den zusammengesetzten Charakter der durch oszillierende Ladungen hervorgebrachten Lichtenbergschen Figuren hat zuerst H. v. Bezold[1]) hingewiesen.“ Man verbindet nun die beiden Kondensatorbelegungen direkt mit den Polen der Sekundärspule; man verbindet die Metallunterlage eines größeren, auf einer Zentrifugalmaschine befestigten Harzkuchens durch einen Schleifkontakt mit dem einen Beleg, eine Metallspitze, die sich über dem Harzkuchen befindet, mit dem anderen Beleg und schließt den primären Strom des Induktoriums. Der Harzkuchen wird in Rotation versetzt und während dessen der primäre Strom einmal unterbrochen. Nach Abheben der Metallspitze bestäubt man den Harzkuchen mit Schwefel-Mennigepulver. Die Harzscheibe bietet dann den in Fig. 23 abgebildeten Anblick. — Die abwechselnd positiven (1, 3, 5) und negativen (2, 4, 6) Lichtenbergschen

[1]) W. v. Bezold, Pogg. Ann. 140, 145 (1870).

Figuren lassen den oszillierenden Charakter der Kondensatorentladung erkennen. Statt des rotierenden Harzkuchens benutzte König auch am Fallpendel befestigte photographische Platten. Über diese streicht ein feiner Messingdraht, der mit dem einen Kondensatorbelege verbunden ist. Die auf die Platte vom Drahte übergehenden positiven und negativen Entladungen ergeben beim Entwickeln das in Fig. 24 reproduzierte Bild.

Eine sehr anschauliche Darstellung der oszillierenden Entladung bietet nach F. Richarz und W. Ziegler[1]) deren Analyse

Fig. 25.

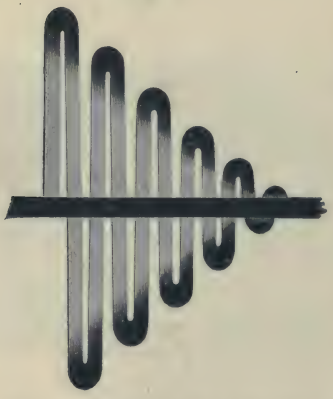
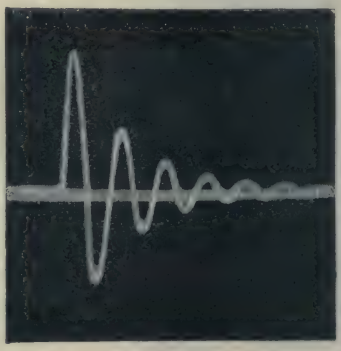


Fig. 26.



mit Hilfe der Braunschen Röhre (S. 36). „Die Flaschen entluden sich durch ein Funkenmikrometer und durch die Spule, welche, unter der Braunschen Röhre befindlich, die Ablenkung des Fluoreszenzfleckes hervorrief, dessen Bild im rotierenden Spiegel betrachtet wurde."

Fig. 25 zeigt den sich im Spiegel bietenden Anblick.

Fig. 26 stellt ebenfalls eine oszillierende Kondensatorentladung (400/sec) dar, wie sie von J. Zenneck[2]) unter Anwendung der Braunschen Röhre photographisch aufgenommen wurde.

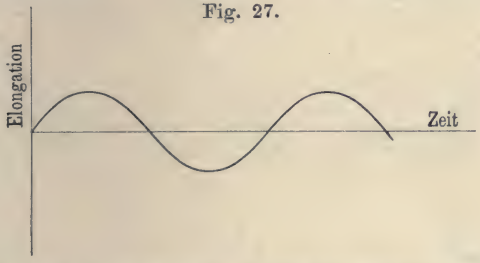
---

[1]) F. Richarz und W. Ziegler, Ann. d. Phys. **1**, 468 (1900).
[2]) J. Zenneck, Ann. d. Phys. **13**, 820 (1904).

Einige Grundbegriffe aus der Lehre von den Schwingungen.

Vorgänge oszillierenden Charakters begegnen uns auf fast allen Gebieten der Physik. Der Name „Schwingung“ selbst stammt aus dem Ideenkreise der Mechanik; er wird aber in übertragenem Sinne auch dort gebraucht, wo es sich nicht, wie z. B. beim Pendel, um wirkliche Bewegung materieller Körper handelt, sondern um Veränderungen irgend welcher Größen, deren zeitlicher Ablauf durch dieselben formalen Mittel darstellbar ist, wie jene. In einem rechtwinkligen Koordinatensystem werde als Abszisse die Zeit, als Ordinate der entsprechende Wert der Größe, um die es sich handelt, eingetragen; werden die Endpunkte der Ordinaten durch einen Linienzug verbunden, so gibt dieser ein Bild von der zeitlichen Veränderung der betreffenden Größe.

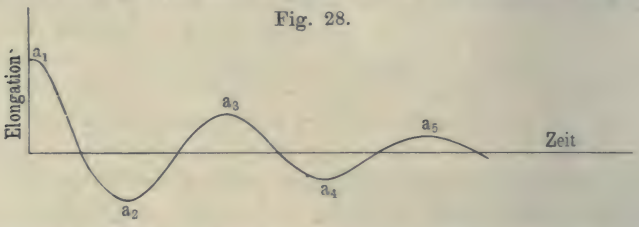
Fig. 27.



Erteilt man z. B. einem ruhenden idealen Pendel einen Stoß, und verzeichnet als Ordinaten seine Entfernungen (Elongationen) von der Ruhelage, so erhält man die in Fig. 27 dargestellte Kurve, die sogenannte Sinuslinie. Die größten Werte der Elongation $\pm a$ nennt man Amplitude der Schwingung. Wie aus der Figur zu sehen ist, kehren nach regelmäßigen Zeitabschnitten (τ) dieselben Werte der schwingenden Größe wieder. Diese Zeit τ nennt man die Schwingungsdauer oder Periode der Schwingung (S. 45); in dieser Zeit vollzieht sich eine ganze Schwingung. Geschehen in der Zeiteinheit (Sekunde) ν ganze Schwingungen, so daß $\nu . \tau = 1$ $\left[\text{oder } \nu = \frac{1}{\tau}\right]$, so nennt man ν die Schwingungszahl. Wären keine hemmenden Einflüsse vorhanden, so würde das Pendel mit unverminderter Amplitude in alle Ewigkeit fortschwingen und Fig. 27 den wahren Verlauf der ungedämpften

Sinusschwingung darstellen. In Wirklichkeit aber wird die Bewegungsenergie des Pendels allmählich aufgezehrt: sie verwandelt sich zum Teil in Reibungswärme (im Aufhängungspunkte und infolge des Luftwiderstandes), zum Teil in lebendige Kraft des umgebenden Mittels, welch letzteren Vorgang man passend als Strahlung bezeichnen kann. Die aufeinander folgenden

Fig. 28.

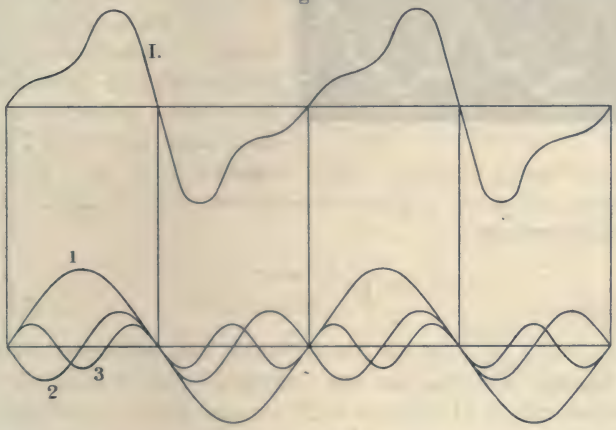


Amplituden nehmen daher an Größe ab. Man bezeichnet diese durch Fig. 28 dargestellte Schwingung als gedämpfte Sinusschwingung.

Als Maß der Dämpfung, deren Ursache wir in der entwickelten Wärme und ausgesandten Strahlung erkannt haben, läßt sich das konstante Verhältnis zweier aufeinander folgender Amplituden $\frac{a_1}{a_2} = \frac{a_2}{a_3} = \cdots = \gamma$ [oder noch zweckmäßiger der Logarithmus dieses Verhältnisses $log \frac{a_1}{a_2} = \delta$] betrachten; δ nennt man das logarithmische Dekrement der Schwingung. Ist die Dämpfung unendlich groß, d. h. $\gamma = \infty$, also schon $a_2 = 0$, so findet überhaupt keine Schwingung statt, das Pendel geht aperiodisch in seine Ruhelage zurück. Die Anwendung des Gesagten auf den früher besprochenen Fall der elektrischen Schwingung ist ohne Schwierigkeit auszuführen. Wird als Abszisse die Zeit, als Ordinate die Stromstärke im Verbindungsdrahte (oder die Stärke des magnetischen Feldes) gezeichnet, so ergibt sich Fig. 26. Die dort betrachtete elektrische Schwingung ist also eine gedämpfte Sinusschwingung von meßbarer Schwingungsdauer τ und meßbarem Dekrement δ. Als Ursache der Dämpfung haben wir auch hier die Wärmeentwickelung erkannt. Ob auch im elektrischen Falle ein der Strahlung analoger Vorgang Anteil an der Dämpfung hat, kann erst an einer späteren Stelle erörtert werden (S. 98).

Durchaus nicht alle periodisch verlaufenden Vorgänge lassen sich durch den einfachen Typus der gedämpften oder ungedämpften Sinuslinie darstellen. So würden z. B. die Elongationen eines Punktes einer ungedämpft schwingenden Saite, die außer ihrem Grundton noch dessen ersten und zweiten Oberton (Oktave und deren Quinte) gäbe, durch die Kurve I (Fig. 29) von der Periode τ dargestellt. Dieselbe Kurve entsteht auch durch Superposition

Fig. 29.



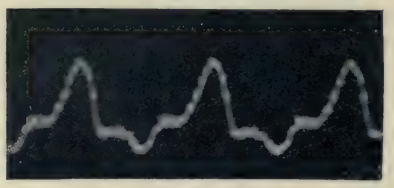
(geometrische Addition) der mit 1, 2, 3 bezeichneten ungedämpften Sinuslinien von den Perioden τ, $\frac{\tau}{2}$, $\frac{\tau}{3}$. Der Punkt führt also diese drei Schwingungen gleichzeitig aus — seine wirkliche Bewegung ist die Resultierende dieser drei Komponenten. Und ganz allgemein gilt der von Fourier gefundene Satz, daß sich jede wie immer gestaltete Kurve durch die Superposition einer entsprechenden (eventuell unendlich großen) Zahl einfacher, ungedämpfter Sinuskurven von passend gewählten Amplituden darstellen lasse.

In Fig. 30 ist der zeitliche Verlauf eines Wechselstromes wiedergegeben. Die Kurve ist mit der Braunschen Röhre photographisch aufgenommen [1]). Auch sie läßt sich nach dem Fourierschen Theorem als Summe entsprechend gewählter rein

[1]) A. Wehnelt u. B. Donath, Wied. Ann. 69, 866 (1899).

sinusförmiger Wechselströme auffassen. Nach alledem werden wir berechtigt sein, einen Wechselstrom als eine ungedämpfte elektrische Schwingung zu betrachten. Seine Wechselzahl (für die Prager Zentrale z. B. 48 pro Sekunde) gibt also die Schwingungszahl ν der elektrischen Schwingung, $\frac{1}{\nu} = \tau$ (z. B. $^1/_{48}$ sec) ihre Periode an.

Fig. 30.



Bei jedem schwingungsfähigen System (Pendel, Saite, Kondensator mit Verbindungsdraht usw.) erhebt sich nun die Frage, wovon die Periode der Schwingung abhängt, deren dasselbe fähig ist. Für das physische und mathematische Pendel hat sich bekanntlich die Schwingungsdauer

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{Drehmoment}}} \quad \ldots \quad (11\,a)$$

ergeben, wo $\pi = 3{,}14$ die Ludolfische Zahl bedeutet. Für die freie Eigenschwingung bei der oszillatorischen Entladung von Kondensatoren (S. 44) fanden W. Thomson (Kelvin) und Kirchhoff

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{L}{\mathfrak{W}}} = 2\pi \sqrt{L \cdot C} \quad \ldots \quad (11)$$

wenn C die Kapazität des Kondensators ($\mathfrak{W}$ die spezifische Potentialdifferenz) und L den Selbstinduktionskoeffizienten des Verbindungsdrahtes der Kondensatorbelege darstellt (S. 17 und 34). Beide Formeln gelten streng für den Fall, daß die Schwingungen ungedämpft sind, also weder Wärmeentwickelung noch Strahlung stattfindet. Dämpfung vergrößert die Schwingungsdauer; doch ist der Einfluß erst bei extremen Werten der Dämpfung von praktischer Bedeutung (aperiodische Dämpfung).

Es möge hier kurz auf die oft bemerkte Analogie hingewiesen werden, die zwischen den Erscheinungen der Selbstinduktion und jenen der Trägheit überhaupt besteht, und die sich in unverkennbarer Weise auch in den oben angegebenen Formeln wiederspiegelt. Man hat in neuester Zeit hieran sogar weitgehende

Konsequenzen im Sinne einer elektromagnetischen Theorie der Mechanik zu knüpfen gesucht. Näher hierauf einzugehen, würde aber zu weit von den Zielen unserer Betrachtung ablenken.

Die Gültigkeit der Thomson-Kirchhoffschen Formel für die Schwingungsdauer der Kondensatorentladung ist von zahlreichen Forschern geprüft worden. Eine ziemlich vollständige Übersicht über die einschlägige Literatur findet sich in einer Abhandlung von Battelli und Magri[1]), die den gleichen Zweck verfolgt. Die Untersuchung geschah nach der Methode von Feddersen mit Hilfe des rotierenden Spiegels. In folgender Tabelle sind die aus den bekannten Werten der verwendeten Kapazitäten und der Selbstinduktionen nach der Formel (11) berechneten und die beobachteten Werte der Schwingungsdauer aus der zitierten Arbeit zusammengestellt:

τ in Sekunden (nach Battelli und Magri)

berechnet	beobachtet
0,000 004 254	0,000 004 235
0,000 003 034	0,000 003 006
0,000 002 400	0,000 002 373
0,000 001 201	0,000 001 207

Um einen Begriff von der Größe der elektrischen Entladungskreise (Oszillatoren) zu geben, denen diese Schwingungsdauern entsprechen, seien z. B. für den in der zweiten Zeile dieser Tabelle angeführten Versuch die Abmessungen angegeben. Die Oberfläche jedes der beiden einander parallelen aus Stanniol bestehenden Kondensatorbelege war etwa 60 000 cm^2, die Luftschicht zwischen den Belegen hatte die Dicke von 0,743 cm (Anm. 2, S. 17). Der die Funkenstrecke enthaltende Verbindungsdraht hatte die Gestalt eines Quadrates von 398,6 cm Seitenlänge und bestand aus Kupfer von 0,08 cm Durchmesser.

Eine elegante Methode, um den oszillatorischen Charakter der Kondensatorentladung einem größeren Auditorium vorzu-

[1]) Battelli und Magri, Acc. R. delle scienze di Torino, Ser. II, **51**, 335 ff.

führen, hat O. Lodge[1]) erdacht. Wählt man die Kapazität (C) und den Selbstinduktionskoeffizienten (L) entsprechend groß, indem man z. B. große Leidener Flaschenbatterien und windungsreiche Drahtspulen mit Eisenkernen verwendet, so kann man die Schwingungszahl $\nu \left(= \frac{1}{\tau}, \text{S. } 49\right)$ der elektrischen Schwingung beliebig klein machen. Tritt eine oszillatorische Entladung durch die eingeschaltete Funkenstrecke ein, so wird jeder Partialfunke einer solchen Gesamtentladung die Luft der Funkenstrecke erhitzen, die sich zwischen je zwei Partialfunken wieder abkühlt. Dies hat zur Folge, daß von der Funkenstrecke im Tempo dieser Erhitzung (also der Schwingungszahl $\nu' = 2\,\nu$ entsprechend) Verdichtungswellen in die umgebende Luft gesendet werden; liegt ν' innerhalb des Bereiches der Hörgrenzen, so hört man also einen von der Funkenstrecke ausgehenden Ton, dessen Schwingungszahl doppelt so groß ist als jene der ihn erzeugenden elektrischen Schwingung.

Die bisher beschriebenen Methoden gestatten entweder elektrische Schwingungen von sehr kurzer Periode τ (Lodge, Feddersen) und starker Dämpfung, oder ungedämpfte von sehr großer Schwingungsdauer (Wechselstrom) zu erzeugen. Um ungedämpfte Schwingungen (Wechselströme) von hoher Schwingungszahl (Frequenz) herzustellen, hat N. Tesla verschiedene Typen von Wechselstrommaschinen konstruiert, die bis 30 000 Stromwechsel ($\nu = 15\,000$) zu erreichen gestatten[2]). Von Ewing wurde eine Maschine von 56 000 Stromwechseln pro Sekunde für 5 Ampères und 100 Volt, von Pyke und Harris eine solche von 64 000 Stromwechseln für 1 Ampère bei 100 Volt angegeben[2]). M. Wiens Wechselstromsirene gestattet reine Sinusschwingungen von 17 000 Wechseln pro Sekunde (bei 20 Volt und 0,2 Ampère) herzustellen[3]).

Auf dem im folgenden beschriebenen Wege gelangte W. Duddell[4]) dazu, ohne besondere maschinelle Einrichtungen

[1]) O. Lodge, Friday evening lecture, 8. März 1889, s. Modern Views of Electricity, p. 434 ff. (1892).

[2]) Vgl. „Experimente mit Strömen hoher Wechselzahl und Frequenz“ (sic!), zusammengestellt von E. de Fodor, revidiert von N. Tesla, A. Hartlebens Verlag, Wien, Pest, Leipzig 1894, S. 78 ff.

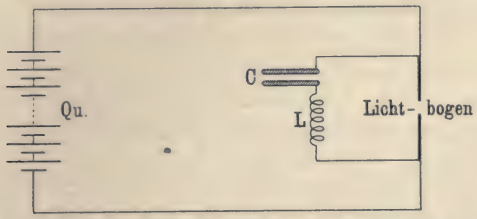
[3]) M. Wien, Ann. d. Phys. **4**, 425 (1901).

[4]) W. Duddell, The Electrician, Dec. 14, Dec. 21 (1900).

ungedämpfte elektrische Schwingungen durch Kondensatorentladungen zu erzeugen [1]):

„Wenn ein Gleichstrom- oder Wechselstromlichtbogen durch einen Luft- oder Kohlensäurestrom oder durch ein senkrecht zu ihm gerichtetes magnetisches Feld ausgeblasen wird, so entzündet er sich unter günstigen Bedingungen von selbst wieder; bei fortgesetztem Blasen verlischt er und entzündet sich mit großer Geschwindigkeit immer wieder, wobei er einen schrillen Ton aussendet. H. Blondel (Lum. El. 43, 54, 1893) hat bei einem Wechselstrombogen 3000 bis 4000 solcher Wiederentzündungen pro

Fig. 31.



Sekunde, H. Abraham (Soc. franç. de phys. Séances 1899, II, p. 70) im Falle eines Flammenbogens 100 000 pro Sekunde gefunden.“ Doch ist die Erscheinung unregelmäßig. „Um diese Unregelmäßigkeit zu überwinden, verband ich die Belege eines Kondensators (etwa 5 Mikrofarad) mit den Polen des Gleichstrombogens; da fand ich zu meiner Überraschung, daß dieser auch dann intermittierend war, wenn er in keiner Weise angeblasen wurde. Ein Gleichstromlichtbogen von passender Länge und Stromstärke zwischen Kohlenelektroden gibt also einen musikalischen Ton, wenn ihm ein Kondensator mit Selbstinduktion, wie in Fig. 31, parallel geschaltet wird, selbst wenn die Stromquelle (*Qu*) vollständig konstant und der Lichtbogen soviel als möglich vor jeder äußeren Störung geschützt ist. Ich finde, daß der Ton durch oszillierende Ströme in dem aus dem Kondensator *C*, Selbstinduktion *L* und Lichtbogen gebildeten Stromkreise entsteht, und daß seine Höhe durch die elektrische Schwingungsdauer dieses Kreises bestimmt ist. Bei Vernachlässigung des Widerstandes, der . . . klein sein muß, ist die

[1]) W. Duddell, The Electrician, Dec. 14, Dec. 21 (1900).

Schwingungsdauer des Kreises $\tau = 2\pi\sqrt{LC}$. Durch Schätzen der Tonhöhe hat sich ergeben, daß dies mit Annäherung der Fall ist, so daß für Vorlesungszwecke Kelvins Gesetz (S. 52) leicht demonstriert werden kann. Als obere Grenze finde ich etwa 10000 pro Sekunde[1]), die untere Grenze liegt, wenn eine solche überhaupt vorhanden ist, weit unter 500 Schwingungen in der Sekunde."

Es bedarf kaum des Hinweises, daß die Entstehungsursache des Tones im singenden Bogen von Duddell dieselbe ist, wie in Lodges oben erwähnten Versuchen (und in dem von H. Th. Simon[2]) entdeckten sprechenden und lauschenden Lichtbogen). Genau dieselbe Versuchsanordnung (Fig. 31) wie Duddell hatte schon E. Lecher[3]) bei Versuchen über den elektrischen Lichtbogen verwendet und die im Kreise $C-L-$Bogen entstehenden Oszillationen durch ihre induzierende Wirkung nachgewiesen. „Dem Tönen des Lichtbogens, an das ich mich nun nachträglich deutlich erinnere, legte ich keine Bedeutung bei, und ließ es in meiner Arbeit leider unerwähnt[4])."

Zu sehr effektvollen Versuchen hat N. Tesla[5]) die oszillatorische Entladung von Kondensatoren verwendet. Eine Kapazität (Leidener Flaschenbatterie) wird durch einen Ruhmkorffschen Induktionsapparat, eine vielplattige Influenzmaschine oder einen Wechselstromhochspannungstransformator gespeist und entladet sich oszillatorisch durch einen aus wenigen Windungen bestehenden Schließungsdraht (Schwingungsdauer etwa eine Milliontel Sekunde). Der den Schließungsbogen durchzuckende oszillatorische Entladungsstrom induziert in einem aus vielen Windungen dünnen Drahtes gebildeten Sekundärkreise einen Wechselstrom derselben Frequenz (S. 40). Die induzierte Potentialdifferenz aber ist, trotz der relativen Kleinheit des Koeffizienten der gegenseitigen Induktion sehr gewaltig, da das

---

[1]) H. Th. Simon und M. Reich (Phys. Zeitschr. 1901, 3. Jahrg., S. 278 ff.) geben 30000 bis 40000 als obere Grenze.

[2]) H. Th. Simon, Wied. Ann. **64**, 233 (1898).

[3]) E. Lecher, Wied. Ann. **33**, 635 (1888); Wien. Akad. **95** (1887).

[4]) E. Lecher in der Diskussion zu dem Vortrage von H. Th. Simon, Ges. d. Naturf. und Ärzte, Hamburg 1901, s. Phys. Zeitschr. 3. Jahrg., S. 286.

[5]) Vgl. Anm. 2, S. 54 und Anm. 1, S. 82.

Magnetfeld des induzierenden Stromes sich außerordentlich schnell (im Tempo der Schwingungsdauer) verändert. (S. 38). Dieser Umstand gibt zu äußerst glänzenden elektrischen Entladungserscheinungen zwischen den Enden des Teslaschen Sekundärkreises Veranlassung (S. 39)[1]).

Von besonderem Interesse ist die Tatsache, daß die hochgespannten, sehr rapiden Teslaschen Schwingungen physiologisch vollkommen unwirksam sind; daher ist das Berühren der Pole der Teslaschen Sekundärspule ganz ungefährlich, während bekanntlich die viel niedriger gespannten und weniger frequenten Wechselströme tödliche Wirkungen auf den von ihnen durchflossenen tierischen Organismus auszuüben vermögen[2]).

II. Abschnitt.

James Clerk Maxwell[3]) (1831 bis 1879).

„Die Mathematiker sind eine Art Franzosen; redet man zu ihnen, so übersetzen sie es in ihre Sprache und dann ist es alsobald ganz etwas anderes."

Goethe, Aphorismen über Naturwissenschaft.

Faradays Entdeckungen errangen nicht nur durch ihre Zahl, sondern mehr noch durch ihre weittragende Bedeutung die Anerkennung und Bewunderung seiner Zeitgenossen. Nicht so, wie den nicht wegzuleugnenden Tatsachen, erging es seinen theoretischen Anschauungen. Ihren Gegensatz zu der damals herrschenden Fernwirkungslehre haben wir in früheren Abschnitten gekennzeichnet.

---

[1]) P. Drude, Rationelle Konstruktion von Teslatransformatoren, Ann. d. Phys. **16**, 116 (1905).

[2]) W. Nernst, Nachrichten der kgl. Ges. d. W. zu Göttingen (1899), S. 104; R. v. Zeynek, ibid., S. 94.

[3]) Lewis Campbell and William Garnett, „The life of James Clerk Maxwell", London, Macmillan and Co. (1884).

Schon das Gesetz der geistigen Trägheit, das sich dem Durchbruche neuer Ideen stets hemmend entgegenstellt, läßt den zum Teil passiven Widerstand begreiflich finden, dem Faradays Theorien begegneten, die man oft vielleicht geneigt war, dem von beispiellosen Erfolgen gekrönten „Autodidakten" eher zugute zu halten, denn als Verdienst anzurechnen. Dazu aber kam, daß die neuen Erscheinungen in keinem unlösbaren Widerspruch zur alten Theorie zu stehen schienen. Zudem war man gewohnt, physikalische Theorien in dem Gewande mathematischer Formeln einherschreiten zu sehen — und keine einzige Formel findet sich in Faradays umfangreichen Werken. Wie in einer fremden Sprache schienen daher seine Abhandlungen geschrieben, die jedenfalls nicht dem gewohnten Jargon physikalischer Wissenschaft entsprach. Da ist es denn als wahres Glück zu betrachten, daß in J. C. Maxwell ein Mann erstand, dessen Geist nicht nur Faradays Ideen in ihrer ganzen Tragweite und Überlegenheit zu erfassen vermochte, sondern der auch gerade jene Gabe in reichstem Maße besaß, die Faraday versagt geblieben war — die Gabe, seinen Gedanken mathematischen Ausdruck zu verleihen. Maxwell selbst schreibt hierüber[1]): „Als ich im Studium Faradays fortfuhr, da erkannte ich, daß seine Methode, die Erscheinungen zu begreifen, eine mathematische sei, wenn auch nicht in der konventionellen Form mathematischer Symbole dargestellt. Ich fand auch, daß seine Methoden des Ausdrucks in den gewöhnlichen mathematischen Formen fähig waren, und daher mit jenen der Fachmathematiker verglichen werden konnten . . . Als ich in mathematische Form übersetzt hatte, was ich als Faradays Ideen zu erkennen glaubte, fand ich, daß im allgemeinen die Resultate beider Methoden übereinstimmten . . ."

Doch werden wir den größeren Wert der Maxwell-Faradayschen Theorie nicht in dieser Übereinstimmung mit den Resultaten der Fernwirkungslehre erblicken können. Hätte sie bezüglich jener Tatsachen, denen sich die alte Lehre sehr vollkommen anzupassen vermocht hatte, zu anderen Ergebnissen als

---

[1]) J. C. Maxwell, A Treatise on Electricity and Magnetism, vol. I, pag. X (1873), Oxford. (Deutsch von B. Weinstein, Berlin 1883.)

diese geführt, dann wäre sie wertlos gewesen; hätte sie nicht mehr umfaßt als jene, dann hätte man sie höchstens als gleichberechtigt, vielleicht sogar als überflüssig bezeichnen dürfen. In Wahrheit jedoch führen ihre Konsequenzen weit über den Rahmen der von der Fernwirkungstheorie umspannten Tatsachen hinaus. Der Punkt aber, wo beide Theorien sich unvereinbar voneinander trennen, liegt in der Forderung einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes, die sich, wie schon früher angedeutet (S. 8, 9; 11), ebensosehr als logische Folge aus Faradays Anschauungen über das elektrische und magnetische Feld ergibt, wie sie von der Fernwirkungshypothese als unversöhnlicher Widerspruch gegen ihre Grundlagen empfunden werden muß; und darin, daß auch diese Folgerung nachträglich durch die Erfahrung bestätigt werden konnte, ist der höhere Wert der Maxwell-Faradayschen Theorie begründet.

Gerade in der Beantwortung der Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit bedeutet nun Maxwells Übersetzung Faradayscher Ideen in die Zeichensprache der Mathematik einen ungeheueren Fortschritt gegenüber dem Originale selbst. Denn nach Faradays Theorie ließ sich zwar das Vorhandensein einer Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes erwarten, aber weder konnte man über die Größe dieser Geschwindigkeit quantitative Vorhersagen machen, noch war es möglich, über den Zusammenhang der Ausbreitungsgeschwindigkeiten des elektrischen und magnetischen Zustandes und über die Art dieser Ausbreitung bündige Schlüsse zu ziehen. Die Antwort auf alle diese Fragen aber lieferten die Gleichungen von selbst, zu denen Maxwell durch seine mathematische Formulierung der Faradayschen Theorie gelangte. So konnte H. Hertz in seiner Heidelberger Rede [1]) von ihnen sagen: „Man kann diese wunderbare Theorie nicht studieren, ohne bisweilen die Empfindung zu haben, als wohne den mathematischen Formeln selbständiges Leben und eigener Verstand inne, als seien dieselben klüger als wir, klüger sogar als ihr Erfinder, als gäben

[1]) H. Hertz, Ges. W., 1, 344. (Vortrag auf der 62. Vers. d. Naturforscher u. Ärzte zu Heidelberg 1889, Verlag von E. Strauß, Bonn.)

sie uns mehr heraus, als seinerzeit in sie hineingelegt wurde. Es ist dies auch nicht geradezu unmöglich; es kann eintreten, wenn nämlich die Formeln richtig sind, über das Maß dessen hinaus, was der Erfinder sicher wissen konnte."

Maxwells Rechnung zu folgen, wobei die Benutzung der Hilfsmittel der höheren Mathematik nicht zu umgehen wäre, ist nach Zweck und Anlage dieses Buches ausgeschlossen. Es soll daher nur an die Resultate selbst angeknüpft werden, zu denen Maxwell gelangte, unter Darlegung des Gedankenganges, der zu ihnen führt, soweit dies ohne Rechnung möglich erscheint.

Schon in den früheren Abschnitten wurde der von Maxwell eingeführte Begriff des Verschiebungsstromes erörtert und mehrfach verwendet (S. 26, 40). Erscheint er bei Maxwell selbst noch als eine kühne Hypothese, so hat er sich seither als zutreffendes Bild der Erscheinungen bewährt. Ehe aber neue Folgerungen mit seiner Hilfe gezogen werden, soll das Gemeinsame aller bisher beschriebenen Tatsachen, wie es sich unter Anwendung des Begriffes des Verschiebungsstromes darstellt, zusammengefaßt werden.

Der elektrische und magnetische Zwangszustand kann — jeder für sich — dauernd, ohne gleichzeitiges Vorhandensein des anderen Zustandes, bestehen, wie aus der Existenz geladener Kondensatoren und permanenter Magnete hervorgeht. Jede Veränderung des einen dieser beiden Zustände hat jedoch ausnahmslos das gleichzeitige Auftreten des anderen in der Art zur Folge, daß beide Zustände senkrecht zueinander gerichtet sind. So bildet sich beim Entstehen oder Vergehen elektrischer Kraftröhren im elektrischen (Leitungs- oder Verschiebungs-) Strome ein mit diesem verkettetes System magnetischer Kraftringe (S. 27 ff.); bei jeder Veränderung der Zahl der mit einem (offenen oder geschlossenen) Leiter verketteten magnetischen Induktionsringe dagegen ein mit ihnen verketteter elektrischer (Leitungs- oder Verschiebungs-) Strom (Induktionserscheinungen, S. 36 ff.).

Durch Verwendung des Begriffes des Verschiebungsstromes gestaltet sich diese Aussage zu einer Regel ohne Ausnahme. Schon bei der Besprechung der Induktion in geschlossenen und offenen Sekundärkreisen (S. 40) ist die hierdurch ermöglichte Einheitlichkeit der Betrachtungsweise hervorgetreten. Es soll nun die dort angewendete Methode in ihre letzten Konsequenzen verfolgt werden.

1. Denken wir uns irgend ein magnetisches Feld beliebigen Ursprungs in einem beliebigen Medium vorhanden. Wir betrachten einen kleinen (etwa scheiben- oder ringförmigen) Raumteil R desselben. Ändert sich aus irgend welchem Grunde die Zahl der mit R verketteten magnetischen Induktionsringe, so wird im Raumteile R eine elektromotorische Kraft von bestimmter Richtung induziert. Besteht R aus einem leitenden Material, so ist also ein Leitungsstrom in ihm die Folge der Veränderung des magnetischen Feldes; ist R ein „offener Kreis", der zum Teil aus einem Kondensator, zum Teil aus dem verbindenden Leiter zusammengesetzt ist, so entsteht ein Leitungsstrom im Leiter, der sich im Dielektrikum des Kondensators im Verschiebungsstrome schließt. Denken wir uns nun endlich den ganzen Raumteil R nur von einem Dielektrikum erfüllt, dann werden die elektrischen Kraftringe, die sich in den früheren Fällen entweder ganz im Leiter, oder teils in diesem, teils im Dielektrikum des Kondensators bildeten, vollständig im Dielektrikum verlaufen — d. h. es wird ein mit dem verschwindenden Magnetfelde verketteter, in sich geschlossener Verschiebungsstrom entstehen. Es entspricht demnach im Raumteil R einer bestimmten zeitlichen Veränderung des magnetischen Zwanges eine bestimmte räumliche Verteilung des elektrischen Zwanges[1]).

2. Wir denken uns nun irgend ein elektrisches Feld beliebigen Ursprungs in einem beliebigen Medium, z. B. das im Falle 1

---

[1]) Diese Verhältnisse finden ihren mathematischen Ausdruck in dem nachstehenden ersten System der Maxwell-Hertzschen Gleichungen.

Bedeuten L, M, N die nach den rechtwinkeligen Koordinaten x, y, z genommenen Komponenten der (im magnetischen Maße gemessenen) magnetischen Kraft (des magnetischen Zwanges) an einem Punkte des Raumes, X, Y, Z die entsprechenden (im elektrostatischen Maße gemessenen) Komponenten des elektrischen Zwanges an demselben Orte, ist ferner μ die magnetische Permeabilität des Mediums und t die Zeit, so gelten die Gleichungen:

$$\frac{\mu}{v}\frac{\partial L}{\partial t} = \frac{\partial Z}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial z}; \quad \frac{\mu}{v}\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial x}; \quad \frac{\mu}{v}\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial Y}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial y}.$$

Durch den Faktor v wird dem Umstande Rechnung getragen, daß die elektrischen und magnetischen Größen in verschiedenen Maßsystemen gemessen wurden (S. 66, 67).

im Raumteile R entstandene. Verändert sich das elektrische Feld, d. h. ist an der betrachteten Stelle des Raumes ein Leitungs- oder Verschiebungsstrom oder beides vorhanden, so ist, wie in den früheren Abschnitten eingehend erörtert wurde, stets ein bestimmtes magnetisches Feld mit diesem Strome verkettet. Es entspricht demnach an jedem Orte des Raumes einer bestimmten zeitlichen Veränderung des elektrischen Zwanges eine bestimmte räumliche Verteilung des magnetischen Zwanges[1]).

Hat also die lokale Störung des magnetischen Feldes im Raumteile R, die wir unter 1. betrachtet haben, in diesem Raumteile, wie immer dieser auch beschaffen sein mag, einen elektrischen (Leitungs- oder Verschiebungs-)Strom hervorgebracht, so werden notwendigerweise die diesem Strome zugehörigen magnetischen Kraftringe auch die benachbarten Raumteile ergreifen und dort entsprechende (Leitungs- oder Verschiebungs-)Ströme zur Folge haben. Dieser Vorgang wird sich immer weiter wiederholen und auf diese Weise werden immer neue benachbarte Raumteile von der in R erregten Störung ergriffen werden. In ganz ähnlicher Weise wäre die Überlegung anzustellen, wenn wir von der lokalen Störung eines elektrischen Feldes ausgegangen wären. In jedem Falle stellt sich nach dieser Auffassung die Ausbreitung einer solchen Störung als fortgesetzte Verwandlung magnetischer (bzw. elektrischer) Energie in elektrische (bzw. magnetische) Energie und umgekehrt dar. Die bei der ursprünglichen Störung ins Treffen geführte Energiemenge wird auf diese Art auf immer größere, den Erregungsort umschließende, kugelschalenförmige Raumteile übertragen. Könnten wir den

---

[1]) Diese Beziehungen werden durch das zweite System der Maxwell-Hertzschen Gleichungen dargestellt:

$$\frac{K}{v}\frac{dX}{dt} = \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} - \frac{4\pi k}{v}\cdot X; \quad \frac{K}{v}\frac{dY}{dt} = \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} - \frac{4\pi k}{v}\cdot Y;$$

$$\frac{K}{v}\frac{dZ}{dt} = \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} - \frac{4\pi k}{v}\cdot Z.$$

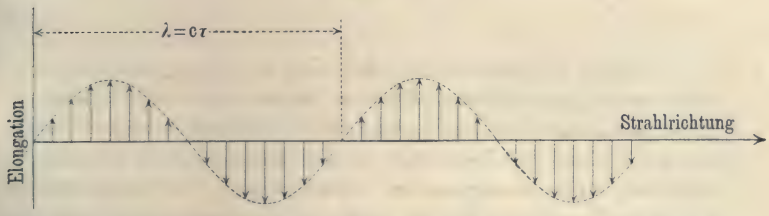
Hier ist K die Dielektrizitätskonstante (S. 12), k die (elektrostatisch gemessene) spezifische Leitfähigkeit (S. 25) des Mediums. Die übrigen Buchstaben haben dieselbe Bedeutung wie in Anmerkung S. 61. — Für ein reines Dielektrikum ($k = 0$) fallen die dritten Glieder der rechten Seite fort.

Zustand im Raume nun in einem bestimmten Momente fixieren, so würde die Störung nur in jener Schale zu finden sein, bis zu der sie sich seit Beginn des Versuches in der beschriebenen Weise ausgebreitet hat. Dagegen befindet sich der von der Schale umschlossene Raum, über den die Störung bereits hinweggegangen ist, sowie der von der Schale ausgeschlossene Raum, den die Störung noch nicht erreicht hat, im Gleichgewichtszustande.

Auf ganz ähnliche Verhältnisse wären wir gestoßen, wenn wir die Ausbreitung einer Explosionswelle in einem elastischen Medium, z. B. Luft, betrachtet hätten.

Befindet sich nun im Raumteile R ein in regelmäßigen elektromagnetischen Schwingungen befindliches System (z. B. eine Wechselstrom führende Drahtschlinge oder ein sich oszillatorisch entladender Kondensator), so werden sich nach unserer Auffassung

Fig. 32.



seine zeitlich aufeinanderfolgenden Zustandsänderungen ebenfalls in der beschriebenen Weise dem umgebenden Medium mitteilen und sich in ihm ausbreiten. Jeder Punkt des Mediums wird also nach und nach dieselben Zustandsänderungen erleiden, die das Erregungszentrum durchlaufen hat, nur mit geringerer Amplitude als dieses und um so mehr gegen dasselbe verspätet, je entfernter vom Zentrum er gelegen ist. (Fortschreitende Welle.) Denken wir uns also in irgend einem Augenblicke nach Beginn der in R erzeugten Schwingung den Zustand des Raumes abermals fixiert, so finden wir die Punkte, die je gleichzeitig von der Strahlung erreicht wurden, und die sich daher untereinander in gleichem Schwingungszustande (Phase) befinden, auf geschlossenen Flächen — den Wellenflächen — angeordnet. Schreiten wir jetzt von R aus stets senkrecht zu der Schar der Wellenflächen — also längs irgend eines Strahles — fort, so finden wir den

elektrischen und magnetischen Zustand des Raumes längs jedes Strahles in periodischer Weise verteilt vor, d. h. könnten wir überall den elektrischen und magnetischen Zwang mit einer genügend empfindlichen Drehwage oder Magnetnadel messen, so würde er sich längs jedes Strahles als nach Richtung und Stärke periodisch verteilt ergeben, wie dies in Fig. 32 in leicht verständlicher Weise zur Darstellung gebracht ist.

Auf jedem Strahle wiederholen sich demnach stets dieselben Zustände innerhalb aneinandergrenzender Strecken gleicher Länge. Die Größe dieser Strecken bezeichnet man als die Wellenlänge (λ) der fortschreitenden Welle. Jede von ihnen enthält also sämtliche während einer Schwingungsdauer τ von R durchlaufenen Zustände nebeneinander gelagert. Die Wellenlänge λ ist somit offenbar der Weg, den die Strahlung während der Dauer τ einer Schwingung des Erregers durcheilt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit (c) der Strahlung ist daher durch die Gleichung gegeben:

$$c = \frac{\lambda}{\tau} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (12)$$

Analoge Folgerungen würden sich an die Betrachtung eines mechanisch schwingenden Systems (etwa einer Stimmgabel) in einem elastischen Medium (etwa Luft) anknüpfen. Doch sei schon hier betont, daß die Richtung der sich ausbreitenden Störung im elastischen Falle (Bewegung der Luftteilchen) in die Strahlrichtung fällt (longitudinale Welle), während eine genauere Überlegung ergibt, daß die elektromagnetischen Störungen (Richtung des elektrischen und magnetischen Zwanges) stets senkrecht zur Strahlrichtung stehen (transversale Wellen). Außerdem aber steht auch die Richtung des elektrischen Zwanges stets senkrecht zu jener des ihn begleitenden magnetischen Zwanges, wie schon (S. 60) erwähnt worden ist. (Vgl. auch S. 74.)

Ist das den Raum erfüllende Medium ein Dielektrikum ohne elektrische Leitfähigkeit, so ist die gegenseitige Verwandlung elektrischer und magnetischer Energie dauernd eine vollkommene. Die Gesamtmenge der von Schale zu Schale übertragenen „elektromagnetischen“ Energie bleibt in diesem Falle also unverändert. Ist das Medium aber ein Leiter, so findet eine fortgesetzte Umwandlung elektrischer Energie in Wärme statt; die von Schale zu Schale übertragene elektromagnetische Energie vermindert sich daher um den Betrag der erzeugten Wärme.

Wir haben die eben beschriebene Art der Ausbreitung einer elektromagnetischen Störung bereits als Strahlung bezeichnet. Während nun aber jedes reine Dielektrikum für diese Strahlung vollkommen durchlässig oder durchsichtig ist, tritt, wie wir sahen, in einem leitenden Medium Absorption der Strahlung ein.

Nach der hier dargelegten Theorie ist die Ausbreitung einer elektrischen Störung ohne gleichzeitiges Auftreten einer magnetischen Störung und umgekehrt unmöglich. Wir erhalten durch die Theorie so einen ersten Aufschluß über die eingangs (S. 8, 9 und 11) aufgeworfene Frage nach der Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes. Ist eine solche nämlich in Wirklichkeit vorhanden, so muß sie für beide Zustände dieselbe Größe besitzen.

Aber noch weit mehr läßt sich Maxwells Theorie entnehmen. Auch ohne Rechnung wird man es für wahrscheinlich halten, daß der Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit von der Natur des Mediums abhängt. Ist doch auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elastischer Störungen durch den Elastizitätsmodul und die Dichte des betreffenden Stoffes bestimmt. In elektromagnetischer Beziehung ist die Natur des Mediums aber durch die Werte der Dielektrizitätskonstante K und der magnetischen Permeabilität μ charakterisiert, wenn von der Leitfähigkeit abgesehen wird. In der Tat führt die mathematische Theorie nun zu dem Resultate, daß in einem Dielektrikum die Ausbreitungsgeschwindigkeit c einer elektromagnetischen Störung den Wert haben muß [1])

$$c = \frac{v}{\sqrt{K \cdot \mu}} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (13)$$

---

[1]) Indem man nämlich aus den in Anm. S. 61, 62 angegebenen Gleichungen, zu denen noch die Bedingungen

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0; \qquad \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0,$$

hinzukommen, einmal die X, Y, Z, das andere Mal die L, M, N eliminiert, erhält man für $k = 0$, also für Nichtleiter, folgende sechs Gleichungen:

$$\frac{\partial^2 (\ )}{\partial t^2} = \frac{v^2}{K\mu} \Delta (\ ),$$

wo an Stelle der Klammer nacheinander X, Y, Z, L, M, N zu setzen ist und worin

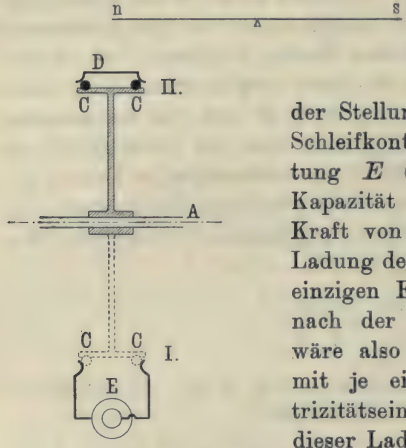
In einem Medium, dessen K und μ den Wert 1 besitzen (z. B. im Vakuum), ist demnach $c = v$.

Die kritische Geschwindigkeit.

Die fundamentale Wichtigkeit der Größe v ist hieraus unmittelbar zu erkennen. Sie soll daher nunmehr einer eingehenderen Besprechung unterzogen werden.

In den S. 61, 62 angeführten Gleichungen sind die elektrischen Größen $XYZK$ elektrostatisch, die magnetischen Größen $LMN\mu$ elektromagnetisch gemessen gedacht. Es mußte daher, um die Gleichungen richtig zu machen, der entsprechende Verwandlungsfaktor (v) darin angebracht werden, wie schon auf S. 61, Anm. 1 bemerkt wurde. Zur Veranschaulichung des Zusammenhanges der beiden Maßsysteme diene etwa die Betrachtung des in Fig. 33 dargestellten Gedankenexperimentes: Der Kondensator C sei um eine horizontale Achse A drehbar; er bestehe aus zwei kleinen Kugeln von der gegenseitigen Entfernung 1 cm; in der Stellung I. werde er durch einen Schleifkontakt mit Hilfe der Vorrichtung E (Element) geladen. Seine Kapazität bzw. die elektromotorische Kraft von E sei so gewählt, daß die Ladung des Kondensators nur aus einer einzigen Einheitsröhre bestehe, d. h. nach der Fernwirkungstheorie (S. 5) wäre also die Anziehung der beiden, mit je einer elektrostatischen Elektrizitätseinheit geladenen Kugeln bei dieser Ladung = 1 Dyne.

Fig. 33.



In Stellung II. möge sich der Kondensator mit Hilfe der Schleifkontakte durch den 1 cm langen Draht D entladen; der im

---

$$\Delta(\ ) = \frac{\partial^2(\ )}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(\ )}{\partial y^2} + \frac{\partial^2(\ )}{\partial z^2}.$$

Dies ist aber die Differentialgleichung einer sich mit der Geschwindigkeit $\frac{v}{\sqrt{K\mu}}$ ausbreitenden Störung (X, Y, Z, L, M, N).

Drahte entstehende Leitungsstrom erzeugt ein magnetisches Feld und dieses wirkt, senkrecht zur Zeichnungsebene, auf den Nordpol n einer Magnetnadel, der sich 1 cm über D befinde. Der Nordpol n habe im magnetischen Maße, nach dem Coulombschen Gesetz (S. 5) gemessen, die Stärke 1, d. h. er übe auf einen ihm gleichen in 1 cm Entfernung die Kraft von 1 Dyne aus.

Rotiert nun der Kondensator um die Achse A νmal pro Sekunde, so entladet sich C ebenso oft durch den Draht D; in diesem verwandeln sich also ν Einheitsröhren pro Sekunde in Wärme, die Stromstärke hat also nach elektrostatischem Maße den Wert ν. Nun ist aber die Kraftwirkung, die der Pol $n = 1$ erfährt, der Stromstärke proportional (S. 4). Es entsteht die Frage: Wie groß muß ν sein, damit auf den Pol die Kraft $= 1$ Dyne wirke? Aus den klassischen Experimenten von W. Weber und R. Kohlrausch[1]) ergibt sich dieser Wert $\nu = 3{,}107 \cdot 10^{10}$. Damit also der 1 cm lange Draht D auf den in 1 cm Entfernung befindlichen, in magnetischem Maße gemessenen Pol 1 die Kraft 1 Dyne ausübe, müssen in ihm pro Sekunde $3{,}107 \cdot 10^{10}$ elektrische Einheitsröhren verschwinden, oder nach der Fluidumshypothese $\nu = 3{,}107 \cdot 10^{10}$ elektrostatisch gemessene Elektrizitätseinheiten (e_s) ihn durchfließen. Wählen wir diese Zahl als neue — elektromagnetisch gemessene — Einheit der Elektrizitätsmenge (e_m), so ergibt sich also das Verhältnis $\frac{e_m}{e_s}$, d. h. der gesuchte Verwandlungsfaktor:

$$v = \frac{e_m}{e_s} = \frac{\text{elektromagnetische Elektrizitätseinheit}}{\text{elektrostatische Elektrizitätseinheit}} =$$

$$= 3{,}107 \cdot 10^{10} \left(\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Die Diskussion der Maxwellschen Gleichungen aber erhebt, wie wir (S. 65) sahen, v weit über die Bedeutung eines bloßen Verwandlungsfaktors, indem sie in v den Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen im Vakuum erkennen läßt. Und da mußte es denn Maxwell im höchsten Maße überraschend erscheinen, daß der aus rein elektrischen Versuchen ermittelte Wert des Faktors v, dem nach seiner

[1]) W. Weber und R. Kohlrausch, Pogg. Ann. 99, 10 bis 25 (1856), abgedruckt in Ostwalds Klassikern, B. 142, S. 29 u. Anm. 8, S. 114.

Theorie die wichtige Rolle der Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen im Vakuum zufiel, innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler gleich ist dem Werte $3 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} = 300\,000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$, der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Vakuum.

Daß diese Übereinstimmung ein reiner Zufall sein sollte, war im höchsten Grade unwahrscheinlich. War sie aber kein Zufall, dann hatte die auf Faradays Ideen aufgebaute mathematische Theorie Maxwells zu einem Punkte geführt, von dem aus sich plötzlich ein überraschender Blick auf den innigen Zusammenhang zweier Gebiete eröffnete, die bis dahin scheinbar getrennt nebeneinander gelegen waren. Denn die Übereinstimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten ließ den Schluß kaum mehr abweisen, das Licht sei eine elektromagnetische Erscheinung[1]). Der Gedanke der Möglichkeit, die tausendfältigen Erscheinungen des Elektromagnetismus und der Optik von einem einheitlichen Gesichtspunkte aus begreifen zu können, hat in seiner großartigen Einfachheit etwas unwiderstehlich Bestrickendes. Mit dem Gefühle des Bangens, ihn in Nichts zerfließen zu sehen, mußte man sich fragen, ob Maxwells Theorie imstande sei, außer der Übereinstimmung zwischen den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten elektromagnetischer Störungen und des Lichtes im Vakuum auch alle jene Eigenschaften des Lichtes richtig darzustellen, die dieses erfahrungsmäßig und unabhängig von jeder Theorie besitzt.

Elektromagnetische Lichttheorie.

Newton hatte zur Erklärung der optischen Erscheinungen die sogenannte Emissions- oder Emanationstheorie des Lichtes aufgestellt (1669). Danach sollte das Licht aus sehr kleinen, mit ungeheurer Geschwindigkeit (300 000 km/sec) von den leuchtenden Körpern losgeschleuderten Teilchen, den Lichtkörperchen, bestehen, ähnlich wie heutzutage die Mehrzahl der Physiker in den Kathodenstrahlen und Becquerelstrahlen Schwärme fortgeschleuderter „Elektronen“ sehen zu müssen glaubt. Doch

[1]) J. C. Maxwell, Dec. 8 (1864) Roy. Soc. Transact.; vgl. Maxwell, Scientific Papers Vol. I, p. 526, 577 oder Maxwell, Lehrb. d. El. u. d. Magn. (Deutsch von B. Weinstein) 2, § 781 ff.

schon zu Newtons Zeiten stand seiner Emissionshypothese die Undulationstheorie des Holländers Chr. Huygens (1678) gegenüber, der das Licht als eine elastische Wellenbewegung des Äthers betrachtete. Über ein Jahrhundert lang vermochte die Autorität von Newtons Namen seiner Ansicht die Herrschaft über die Geister zu erhalten, selbst als die Fülle der Erscheinungen dazu zwang, das Mäntelchen der Theorie bedenklich zu dehnen und mit fremdartigen Lappen anzustückeln; und nur unter schweren Kämpfen kam der Gedanke Huygens' zu Beginn des 19. Jahrhunderts (Th. Young und Fresnel) zum Siege. Allerdings in veränderter Form: in einem elastischen Medium schienen nämlich Huygens nur longitudinale Wellenbewegungen möglich zu sein, d. h. solche, bei denen die Verschiebungen in der Richtung der Fortpflanzung erfolgen, wie dies z. B. bei der Ausbreitung des Schalles zutrifft. Die von Malus (1810) entdeckte Polarisation des Lichtes, sowie Fresnels und Aragos Untersuchungen über die Interferenz senkrecht zueinander polarisierter Lichtstrahlen führten aber notwendig zu der Deutung des Lichtes als einer transversalen Wellenbewegung, bei der also die Verschiebungen senkrecht zu ihrer Fortpflanzungsrichtung geschehen (S. 64). Nur mit dem Aufwande des größten Scharfsinnes in der mathematischen Behandlung der Elastizitätslehre und fast möchte man sagen unter dem Zwange der optischen Tatsachen, die man vom Standpunkte der Elastizitätstheorie aus deuten zu müssen vermeinte, gelang es, die theoretische Möglichkeit transversaler Wellen in elastischen Medien zu erweisen. Der Theorie zufolge sollten jedoch neben den transversalen stets auch longitudinale Wellen vorhanden sein, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit von jener der transversalen verschieden sein mußte. Longitudinale Anteile waren aber beim Lichte experimentell nicht nachweisbar[1]).

[1]) Gewisse Erscheinungen, die Elster und Geitel [Math. u. naturw. Mitteil. aus den Sitzungsber. d. Berl. Akad. d. Wiss. S. 55, [133] (1894) und S. 125, [209] (1895), auch Wied. Ann. **52**, 440 (1894) und **55**, 684 (1895)] bei Versuchen über die entladende Wirkung polarisierten Lichtes fanden, wurden von G. Jaumann [Wien. Akad. **104**, 789 (1895), auch Wied. Ann. **57**, 181 (1896)] im Zusammenhange mit seiner Theorie der Kathodenstrahlen — wie diese — auf „longitudinales Licht" zurückzuführen gesucht. Es liegt leider außerhalb des Rahmens dieser Schrift, näher hierauf einzugehen.

Die Annahme, daß dem Lichtäther in allen Stoffen gleiche Dichte, in verschiedenen Stoffen aber verschiedene Elastizität zukomme, führte Fresnel zu der Folgerung, daß die Ebene, in der die Schwingungen eines polarisierten Lichtstrahles erfolgen, zur sogenannten Polarisationsebene [1]) senkrecht stehe. F. Neumann dagegen kam, unter der Voraussetzung überall gleicher Elastizität, aber verschiedener Dichte des Äthers in verschiedenen Körpern, zu dem Resultate, daß Polarisations- und Schwingungsebene zusammenfallen müssen. Eine experimentelle Entscheidung zwischen Fresnels und Neumanns Theorie erwies sich trotz vielfacher Versuche als unmöglich. Aber beide, sowie einige andere, auf der Elastizitätslehre aufgebaute Lichttheorien waren imstande, von sämtlichen optischen Erscheinungen, selbst bis ins feinste Detail hinein, befriedigend Rechenschaft zu geben.

Wie auf dem Gebiete des Elektromagnetismus der Fernwirkungslehre, so stand also auch bezüglich der Optik die Maxwellsche Theorie einem festgegründeten, den Erscheinungen wohl angepaßten Lehrgebäude gegenüber. Auch hier also galt es, nicht nur die Gleichberechtigung, sondern vielmehr die höhere Leistungsfähigkeit der neuen Lehre zu erweisen.

Die Maxwellschen Gleichungen (siehe S. 65, 66, Anm.) ergeben zunächst, wie schon erwähnt, daß Störungen des elektromagnetischen Feldes sich im Vakuum mit derselben Geschwindigkeit v wie das Licht ausbreiten. Nun folgt aber aus den Erscheinungen der Lichtbrechung an der Grenze verschiedener Medien, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in verschiedenen Stoffen eine verschiedene sein muß. Ist, wie in Fig. 34, der Winkel α, der vom einfallenden Strahl mit dem Einfallslote gebildet wird (Einfallswinkel), größer als der Winkel β zwischen Einfallslot und gebrochenem Strahl, so folgt unter Zugrundelegung der Undulationstheorie, daß die Geschwindigkeit (c_1) des Lichtes im ersten Medium größer als jene im zweiten Medium (c_2) sein muß und zwar ist, wie aus der Figur leicht zu entnehmen, das Verhältnis $\frac{c_1}{c_2} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$ (das Snelliussche Brechungsgesetz). Aus Newtons Emissionstheorie folgt gerade

[1]) Darunter versteht man jene Ebene, die durch den einfallenden und den reflektierten Strahl gelegt werden kann, wenn natürliches Licht an einem Planspiegel durch Reflexion polarisiert wird.

das Umgekehrte. Durch direkte Messungen der Geschwindigkeit des Lichtes im Wasser nach Aragos Plane konnte jedoch Foucault (1850) die Folgerung der Undulationstheorie bestätigen. Die Größe n nennt man den Brechungsexponenten vom Medium I ins Medium II (im Falle der Figur also etwa von Luft in Glas).

Die Maxwellsche Theorie gestattet nun, den Brechungsexponenten elektromagnetischer Störungen, d. h. das Verhältnis

Fig. 34.

ihrer Geschwindigkeiten in zwei verschiedenen Medien aus den elektromagnetischen Konstanten dieser Medien zu berechnen. Denn nach Gleichung (13) ist ihre Geschwindigkeit:

$$c = \frac{v}{\sqrt{K\mu}}.$$

Wählen wir daher als erstes Medium das Vakuum ($K = \mu = 1$), so ist $c_1 = v$: das zweite Medium habe die Dielektrizitätskonstante $= K$, während wir nach S. 9 $\mu = 1$ annehmen können. Es ist demnach $c_2 = \frac{v}{\sqrt{K}}$; folglich der Brechungsexponent $n = \frac{c_1}{c_2} = \sqrt{K}$ oder

$$n^2 = K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Die Dielektrizitätskonstante ist also gleich dem Quadrate des gegen das Vakuum gemessenen Brechungsexponenten.

Ist demnach das Licht wirklich eine elektromagnetische Störung, so muß nach Maxwell die auf elektrischem Wege (S. 12) ermittelte Dielektrizitätskonstante des betreffenden Stoffes dem Quadrate des optischen Brechungsexponenten desselben Stoffes numerisch gleich sein. Diese von der Theorie geforderte Beziehung ist nun wirklich in einer Anzahl von Fällen in befriedigender Weise erfüllt, wie aus nachstehender Tabelle hervorgeht:

	Brechungsexponent n	$\sqrt{K}$ [1])
Luft	1,000 294	1,000 295
Wasserstoff	1,000 138	1,000 132
Kohlensäure	1,000 449	1,000 473
Kohlenoxyd	1,000 346	1,000 345
Stickoxydul	1,000 503	1,000 497
Schwefel 1. Hauptachse	2,166	2,185
Schwefel 2. „	1,971	1,992
Schwefel 3. „	1,895	1,952
Schwefelkohlenstoff	1,611	1,615
Toluol	1,491	1,538
Flintglas	1,6	2,6
Äthylalkohol	1,36	5
Wasser	1,33	8,9

Bei den letzgenannten Substanzen zeigen sich allerdings sehr erhebliche Unterschiede zwischen den Werten von n und von $\sqrt{K}$. Die Abweichungen werden aber nicht wunderbar erscheinen, wenn man bedenkt, daß der optische Brechungsexponent selbst bei vielen Substanzen sehr stark von der Farbe (Wellenlänge) des Lichtes abhängt, wie die Erscheinung der prismatischen Farbenzerstreuung (Dispersion) aufs deutlichste lehrt. Umso beweisender wird man die Ergebnisse finden, die an solchen Stoffen ge-

[1]) Die Werte für die Gase nach L. Boltzmann, Wien. Akad. **69**, 795 (1874) oder Pogg. Ann., **155**, 403 (1875).

wonnen sind, die sehr geringe Dispersion besitzen, wie dies bei den Gasen der Fall ist, bei denen die Übereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung denn auch eine vollkommene genannt werden darf.

Die bisher betrachtete Beziehung: $n = \sqrt{K}$ gilt nur für Dielektrika ohne elektrisches Leitvermögen, die nach unseren früheren Betrachtungen (S. 64, 65) kein Absorptionsvermögen besitzen. Für Leiter treten zu den Maxwellschen Gleichungen noch Zusatzglieder (vgl. Anm. S. 62) hinzu, die den mathematischen Ausdruck jener Überlegungen bilden, die uns (S. 64) erkennen ließen, daß elektromagnetische Energie bei ihrer Ausbreitung in einem leitenden Medium in Wärme verwandelt, also absorbiert werden müsse. Diese Gleichungen gestatten eine quantitative Berechnung der Stärke dieser Absorption in einem Medium von bekannter Leitfähigkeit k. Rein qualitativ steht nun die Undurchsichtigkeit sämtlicher Metalle in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen, zu denen die Maxwellsche Theorie in dieser Hinsicht berechtigt. Doch in quantitativer Beziehung zeigen sich Metalle und mehr noch die ebenfalls gutleitenden Elektrolyte (wie z. B. Schwefelsäure, Kochsalzlösung usw.) viel lichtdurchlässiger, als es der Theorie zu entsprechen scheint. Auf diesen Punkt soll jedoch erst an einer späteren Stelle näher eingegangen werden. Nur sei schon hier vorweggenommen, daß die Theorie gerade in dieser Richtung in jüngster Zeit durch die Erfahrung in glänzender Weise bestätigt wurde (S. 141).

Die oben berührten Schwierigkeiten, die der elastischen Lichttheorie aus der Transversalität der Lichtschwingungen erwuchsen, bestehen nicht für die elektromagnetische Lichttheorie. Denn die Gleichungen (S. 61, 62) lassen leicht erkennen, daß andere als rein transversale elektromagnetische Wellen nach Maxwells Theorie überhaupt nicht existieren können[1]). Die elektromagnetischen Wellen besitzen also nach der Theorie auch diese charakteristische Eigenschaft des Lichtes.

---

[1]) Dagegen lassen sich die Maxwellschen Gleichungen leicht in verschiedener Weise derart ergänzen, daß sie auch longitudinale Wellen darstellen. Vgl. die Theorie von v. Helmholtz und die wesentlich von dieser verschiedene Erweiterung der Maxwellschen Theorie von Jaumann, von der oben die Rede war (S. 69).

Überdies sind nach Maxwells Theorie die stets gleichzeitig vorhandenen elektrischen und magnetischen Wellen immer senkrecht zueinander polarisiert, wie auch aus unserer früheren Überlegung hervorgeht. Im Rahmen der elektromagnetischen Theorie erhält daher der alte Streit der Fresnelschen und F. Neumannschen Schule (S. 70) einen neuen Sinn [1]). Das Problem der gegenseitigen Lage von Schwingungs- und Polarisationsebene des Lichtes verwandelt sich in die Frage, ob die Schwingung der elektrischen oder jene der magnetischen Welle in der Polarisationsebene oder senkrecht zu dieser stattfindet. Die Antwort hierauf soll an späterer Stelle ausführlicher gegeben werden (S. 125). Kann dann noch entschieden werden, ob die Lichtempfindung von der elektrischen oder von der magnetischen Welle ausgelöst wird, so ist damit sogar in gewissem Sinne die Entscheidung zwischen Fresnel und Neumann ermöglicht.

Unsere bisherigen Betrachtungen haben ergeben, daß Maxwells elektromagnetische Theorie in der Tat die optischen Erscheinungen formal ebensogut zu beschreiben imstande ist, wie es die elastische Theorie vermochte. In mancher Richtung, wie z. B. bezüglich der Darstellung der Transversalität der Wellen u. dgl., erscheint allerdings die Maxwellsche Theorie entschieden überlegen.

Wenn wir aber nun daran gehen wollen, zwischen beiden Theorien zu wählen, so müssen wir gleichwohl erkennen, daß an dem Punkte, bis zu welchem wir die Entwickelung der Frage bisher verfolgt haben — und dies entspricht etwa der Sachlage zu Maxwells Zeiten — eine endgültige Entscheidung noch nicht möglich ist. Denn verbindet einerseits Maxwells Theorie die Erscheinungen des Elektromagnetismus und der Optik zu einer höheren Einheit, so erscheint andererseits die Lehre vom Lichte im Rahmen der elastischen Theorie als Teilgebiet der Mechanik. Beide Theorien bringen also die optischen Erscheinungen zu scheinbar ganz fremden Gebieten in enge Beziehung. Maxwells Lichttheorie wurzelt in der Annahme einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes; mit der Berechtigung dieser Annahme steht und fällt

[1]) F. Koláček, Wied. Ann. **34**, 676 (1888).

die ganze Grundlage seines kühnen Lehrgebäudes; durch keine damals bekannte Tatsache aber konnte diese Grundhypothese erwiesen werden. Die mechanische Lichttheorie wiederum erteilt dem „Äther“ die Eigenschaften eines elastischen Mediums. Doch existierte weder damals, noch existiert heute irgend ein Experiment, das zum Beweise dieser Hypothese dienen könnte. Bei diesem Stande der Dinge durfte es also als Sache des wissenschaftlichen Geschmackes gelten, welcher Anschauung man folgen wollte — nur durch neue Tatsachen konnte der Wettstreit zwischen den rivalisierenden Theorien entschieden werden.

III. Abschnitt.

Heinrich Rudolf Hertz (1857 bis 1894 [1]).

> Quid non miraculo est, cum primum in notitiam venit? Quam multa fieri non posse, priusquam sint facta, judicantur?
> Plinius.

Die ganze bisher verfolgte Entwickelung läßt keinen Zweifel übrig, daß die Entscheidung nur durch den experimentellen Nachweis einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen und magnetischen Zwangszustandes gefällt werden konnte.

Diesen Nachweis hat H. Hertz durch seine Versuche erbracht [2]).

---

[1]) Biographische Daten z. B. Hertz, Ges. W. 1, IX—XXIX; 3, VII ff.

[2]) H. Hertz, Ges. Werke 2: „Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft“ enthält nebst einer einleitenden Übersicht und nachträglichen Anmerkungen von Hertz selbst den unveränderten Abdruck der zwölf Abhandlungen, die er in den Jahren 1887 bis 1891 über den im Titel des Buches bezeichneten Gegenstand teils in Wiedemanns Annalen, teils in den Sitzungsberichten der Berliner Akademie und der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften veröffentlicht hat. Auch wurde ein Teil einer 1870 erschienenen, aber lange unbeachtet gebliebenen Arbeit von W. v. Bezold, „Untersuchungen über die elektrische Entladung“ [Pogg. Ann. **140**, 541 (1870)] von Hertz in diesem Bande zum Wiederabdrucke gebracht. Von W. v. Bezolds Abhandlung sagt Hertz (l. c. S. 3) in der ihm eigenen, selbstlosen, freudigen Anerkennung fremden Verdienstes: „Man wird sich jetzt fast mit

„War es denn wirklich so schwer, nachzuweisen, daß elektrische und magnetische Kräfte Zeit zu ihrer Ausbreitung brauchen? Konnte man nicht eine Leidener Flasche entladen und direkt beobachten, ob die Zuckung eines entfernten Elektroskops etwas später erfolgte? Genügte es nicht, in gleicher Absicht auf eine Magnetnadel zu achten, während man in einiger Entfernung plötzlich einen Elektromagneten erregte? In der Tat hat man diese oder ähnliche Versuche früher auch angestellt, ohne indessen einen Zeitunterschied zwischen Ursache und Wirkung wahrzunehmen. Einem Anhänger der Maxwellschen Theorie muß das freilich als das notwendige Ergebnis erscheinen, bedingt durch die ungeheure Geschwindigkeit der Ausbreitung. Die Ladung einer Leidener Flasche, die Kraft eines Magneten können wir schließlich nur auf mäßige Entfernungen wahrnehmen, sagen wir auf 10 m. Einen solchen Raum durchfliegt das Licht, also nach der Theorie auch die elektrische Kraft in dem dreißigmillionten Teile der Sekunde. Ein derartiges Zeitteilchen können wir unmittelbar nicht messen, nicht wahrnehmen [1]).“

Das Scheitern einer direkten chronometrischen Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mußte im elektromagnetischen Falle also begreiflich erscheinen, obwohl sie bei trägeren Erscheinungen, wie etwa bei der Bestimmung der Fortpflanzung elastischer Zustände (z. B. des Schalles), sehr wohl zum Ziele führen kann. Es darf aber nicht übersehen werden, daß, ein so großer Gewinn auch ihr Gelingen gewesen wäre, dies doch noch nicht hingereicht hätte, um die vorliegenden Probleme in unzweideutiger Weise zu lösen. Die von Olaf Römer (1676) entdeckte endliche Geschwindigkeit des Lichtes war in der Tat und mit Recht kein Hindernis dafür gewesen, daß die Emissionshypothese durch lange Zeit der Wellentheorie des Lichtes den Rang streitig machen konnte. So wäre vielleicht auch in unserem Falle eine Emissionshypothese der elektromagnetischen Wirkungen möglich gewesen. Nur wenn es gelang, zu zeigen, daß die Ausbreitung elektro-

---

Erstaunen fragen, wie es möglich war, daß so wichtige und so bestimmt ausgesprochene Ergebnisse keinen größeren Einfluß auf den Gang der Wissenschaft ausgeübt haben.“

[1]) H. Hertz, „Über die Beziehungen zwischen Licht und Elektrizität“, Heidelberger Rede, Bonn, E. Strauß, S. 16, oder Ges. Werke 1, S. 347.

magnetischer Zustandsänderungen in den Raum wirklich wellenförmig erfolgt, wie dies schon auf S. 63 beschrieben wurde, war die Endlichkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen und zugleich die Unmöglichkeit einer Emissionshypothese auf diesem Gebiete bewiesen; schließlich war damit auch die Möglichkeit einer qualitativen und quantitativen Prüfung der auf Faradays Ideen aufgebauten Maxwellschen Lehre in ihren Einzelheiten eröffnet.

Wie konnte nun diese wellenförmige Ausbreitung experimentell bewiesen werden — vorausgesetzt, daß sie wirklich existierte? Denn es darf nicht vergessen werden, daß alle unsere bisherigen Erörterungen über das Vorhandensein und die Eigenschaften elektromagnetischer Wellen vor dem Eingreifen von Hertz nur theoretisch auf dem Papiere vorhanden waren, der Stütze durch den Versuch aber gänzlich entbehrten.

Das auf S. 62, 63 beschriebene Gedankenexperiment ist in Wirklichkeit nicht ausführbar, wie kaum gesagt zu werden braucht [1]). Welche Methode der experimentellen Beweisführung für die Existenz elektromagnetischer Wellen man sich aber auch immer als möglich denken wollte — zwei unerläßliche Voraussetzungen mußten vorerst geschaffen werden: erstens mußte man ein Mittel besitzen, um voraussichtlich elektromagnetische Wellen von solcher Länge erzeugen zu können, daß an ihre Beobachtung innerhalb der Räume eines Laboratoriums gedacht werden konnte; zweitens bedurfte es der Entdeckung eines Weges, um das Vorhandensein und die Stärke solcher Wellen überhaupt der Beobachtung zugänglich zu machen; einen solchen aber kannte man vor Hertz nicht. Ebenso waren auch Wellen von passender Länge mit den vor Hertz bekannten Hilfsmitteln nicht zu erwarten.

Als Erzeuger der Wellen konnten nur elektromagnetisch schwingende Systeme in Betracht kommen. Solche kannte man nun zwar, wie wir gesehen haben, und auch ihre Schwingungsdauer τ war beobachtet (S. 45 ff.; S. 53). Nahm man die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit von 300000 km/sec $= 3 . 10^{10}$ cm/sec in Luft als richtig an, so ergab Formel (11) (S. 52) die zu erwartende

[1]) Der analoge Versuch mit Schallwellen ist ausführbar; vgl. die photographische Fixierung von Schallwellen nach der Schlierenmethode durch E. Mach [z. B. Wied. Ann. **32**, 277 (1887); **41**, 144 (1890) mit P. Salcher; Wied. Ann. **41**, 140 (1890) mit L. Mach].

Wellenlänge λ. „Aber leider füllten (vor Hertz) die kürzesten beobachteten Schwingungen immer noch das volle Milliontel der Sekunde. Während eine solche Schwingung verlief, breitete sich ihre Wirkung schon über 300 m aus[1]). So konnte aus Bekanntem Hilfe nicht gewonnen werden, eine neue Erkenntnis mußte hinzukommen. Was hinzukam, war die Erfahrung, daß nicht allein die Entladung der Flaschen, daß vielmehr unter besonderen geeigneten Umständen die Entladung jedes beliebigen Leiters zu Schwingungen Anlaß gibt . . . Freilich folgen sich diese Schwingungen nicht in lang anhaltender Reihe, es sind wenige schnell verlöschende Zuckungen. Es wäre besser für unsere Versuche, wenn dies anders wäre. Aber . . . auch im Gebiete der Akustik können wir mit klappernden Hölzern eine dürftige Musik erzeugen, wenn uns die gedehnten Töne der Pfeifen und Saiten versagt sind[2])."

In seiner ersten, unserem Gegenstande gewidmeten Abhandlung: „Über sehr schnelle elektrische Schwingungen"[3]) beschreibt H. Hertz jenes experimentelle Rüstzeug von fast verblüffender Einfachheit, mit dessen Hilfe es ihm bald gelang, in einer raschen Folge genial angelegter und meisterhaft durchgeführter Versuche sein Ziel — die Bestätigung der Faraday-Maxwellschen Theorie — zu erreichen, ein Ziel, dem seit Faraday manch einer der besten vergeblich zugestrebt hatte.

Die Theorie ergibt (S. 52) für die Schwingungsdauer eines sich oszillatorisch entladenden Kondensators die Beziehung $\tau = 2\pi\sqrt{LC}$; sie läßt also bei genügend kleinen Werten des Selbstinduktionskoeffizienten L und der Kapazität C beliebig kleine Schwingungsdauern τ als möglich erscheinen. Ob solche wirklich in genügender Stärke erzeugt werden können, war aber nicht durch die Theorie, sondern nur durch den Versuch zu erweisen[4]). Aus gewissen Erscheinungen an sog. Knochenhauerschen Spiralen[5]) schloß Hertz, daß dies möglich sei. „Die

---

[1]) Denn nach Gleichung (12) folgt:
$\lambda = c \cdot \tau = 3 \cdot 10^{10} \cdot 10^{-6}\,\text{cm} = 3 \cdot 10^{4}\,\text{cm} = 300\,\text{m}.$

[2]) H. Hertz, l. c., S. 17, 18.

[3]) Ders., Wied. Ann. **31**, 421 (1887); Ges. Werke **2**, 32.

[4]) So ist ja auch der Kleinheit von Saiten, Pfeifen und Stimmgabeln theoretisch keine Grenze gesetzt, wohl aber praktisch.

[5]) H. Hertz, Ges. Werke **2**, 2.

Schwingungen, um welche es sich dabei handeln wird, sind etwa 100 mal schneller als die von Feddersen beobachteten. Ihre Schwingungsdauer, freilich nur mit Hilfe der Theorie geschätzt [1]), rechnet nach Hundertmillionteln der Sekunde [2])."

Eine Reihe von Versuchen führten Hertz bald zu der in Fig. 35 skizzierten Anordnung.

Die beiden metallischen Massen (Kapazität) CC sind durch den bei B unterbrochenen Kupferdraht LL (Selbstinduktion) verbunden. Bei B befinden sich die Kugeln eines Funkenmikrometers (3 cm Durchmesser, $^3/_4$ cm Distanz); die beiden Hälften LC sind je

Fig. 35.

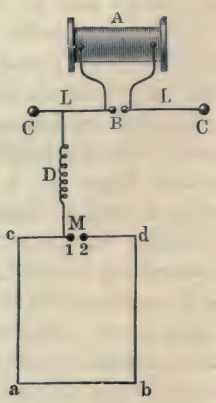
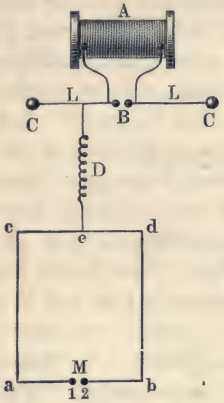


Fig. 36.



mit einem Pole der Sekundärspule eines Induktoriums A verbunden; mit dessen Hilfe werden die beiden Hälften LC geladen, bis bei B ein Funke überspringt, der (S. 46) die leitende Verbindung CLC herstellt und die oszillatorische Entladung des Kondensators CC durch den Draht LL ermöglicht [3]). Daß diese

[1]) Denn die Methode des rotierenden Spiegels versagt bei so schnellen Oszillationen.

[2]) Ges. Werke 2, 32.

[3]) Wäre der Funken bei B nicht vorhanden, so würde (S. 45) die oszillierende Entladung zwischen CC natürlich durch die Sekundärspule des Induktoriums A erfolgen. Ihre Schwingungsdauer wäre, dem großen Werte des Selbstinduktionskoeffizienten dieser Spule entsprechend, nach Gleichung (11) sehr langsam, etwa von der Größenordnung von $^1/_{20\,000}$ sec. So aber findet die Entladung merklich nur durch LBL und

wirklich eintritt, wird schon durch folgenden Versuch sehr wahrscheinlich gemacht: Ein Kupferdrahtrechteck *abdc*, das in der Mitte einer Seite durch ein fein verstellbares Funkenmikrometer *M* unterbrochen ist, wird in der aus Fig. 35 ersichtlichen Weise mit dem einen Zweige *L C* durch einen Draht *D* leitend verbunden. Wird das Induktorium *A* in Gang gesetzt, so daß bei *B* Funken springen, so treten auch bei *M* solche auf, die eine Länge von mehreren Millimetern erreichen können. Diese im ersten Augenblicke überraschende Tatsache wird verständlich, wenn man annimmt, daß die in *C L C* entstehenden Oszillationen mit endlicher Geschwindigkeit längs *D* dem Rechtecke zugeleitet werden und längs des Drahtes *cabd* weitereilen. Da sie also die Kugel 1 von *M* früher erreichen als die Kugel 2, so ist zwischen diesen beiden eine Potentialdifferenz vorhanden, die den Funken bei *M* hervorruft. Diese Auffassung gewinnt an Wahrscheinlichkeit durch den Umstand, daß bei der in Fig. 36 wiedergegebenen Anordnung Funken in *M* nicht auftreten. Da die längs *D* zugeleiteten Störungen nämlich von *e* gleiche Wege bis 1 und 2 zurückzulegen haben, dort also gleichzeitig anlangen, kann keine Potentialdifferenz und also auch kein Funken zwischen 1 und 2 entstehen. Jede kleine Änderung der Symmetrie in der Lage des Zuleitungspunktes von *D* ruft sofort das Funkenspiel bei *M* wieder hervor. Schon aus diesen Versuchen können wir schließen, daß der Oszillator *C L C* wirklich die von ihm erwarteten sehr raschen elektromagnetischen Schwingungen ausführt, und daß gegenüber den von ihm längs eines metallischen Leiters ausgehenden Wellen eine Länge von wenigen Centimetern nicht mehr als verschwindend klein angesehen werden darf. Diese Wegdifferenz entspricht einer Zeitdifferenz von der Größenordnung von $^1/_{1\,000\,000\,000}$ sec im Zurücklegen der beiden Wege *e* 1 bzw. *e* 2 durch die elektrische Störung. Man wird es erstaunlich finden — und

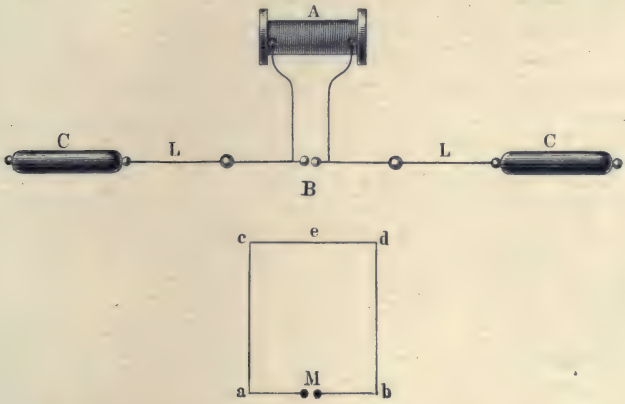
daher mit sehr kleinem τ ($^1/_{100\,000\,000}$ sec) statt. An Stelle des Induktoriums kann, wie schon Hertz zeigte, auch eine Influenzmaschine verwendet werden; besonders vorteilhaft sind vielplattige Influenzmaschinen, mit deren Hilfe A. Toepler [Wied. Ann. **46**, 306, 464, 642 (1892)] die Hertzschen Versuche wiederholt hat. Ebenso erweist sich die Benutzung der Sekundärspule einer Teslaschen Anordnung (S. 56) statt des Induktoriums nach den Untersuchungen von P. Drude [Ann. d. Phys. **9**, 294 (1902)] als sehr zweckmäßig bei Versuchen mit Hertzschen Schwingungen.

keine Theorie vermochte es vorauszusehen —, daß so kurzdauernde Potentialdifferenzen zur Erzeugung eines Funkens genügen.

Erscheinungen der eben beschriebenen Art hatte 19 Jahre vor Hertz schon W. v. Bezold in der oben (S. 75) zitierten Arbeit beschrieben und in vollkommen zutreffender Weise erklärt. Hierauf beziehen sich die in Anm. 1 auf S. 75 wiedergegebenen Worte, die Hertz den früheren, ihm selbst erst nachträglich bekannt gewordenen Verdiensten v. Bezolds widmet.

Noch schlagender aber wird diese Auffassung durch die folgenden Versuche gestützt[1]). Ein ähnlicher Oszillator CLC

Fig. 37.



und dasselbe Drahtrechteck $abdc$ waren in der skizzierten Weise (Fig. 37) ohne jede leitende Verbindung einander gegenübergestellt. Es zeigte sich nun, daß auch in diesem Falle bei M Fünkchen bis zu mehreren Millimetern Länge auftreten, sobald das Induktorium in Gang gesetzt wurde. Die Entfernung Be war veränderlich und konnte bis auf 1,5 m und mehr vergrößert werden, ohne den qualitativen Ausfall der Versuche zu beeinträchtigen. Da jede leitende Verbindung zwischen Oszillator und Rechteck fehlte, konnten diese Funken nur durch die Induktionswirkung der in CLC stattfindenden oszillatorischen Entladung auf den benachbarten Leiter $cdba$ verursacht sein. Nun ist aber der gegenseitige Induktionskoeffizient (S. 35) von L und dem

[1]) H. Hertz, Ges. Werke 2, 39 ff.

Rechtecke nur äußerst klein; trotzdem war die induzierte elektromotorische Kraft hinreichend, um bei M eine Funkenentladung zu erzeugen; so war denn der Schluß unabweisbar, nicht nur, daß die Änderungsgeschwindigkeit des induzierenden Feldes (Stromes) eine außerordentlich große, d. h. die Schwingungsdauer von CLC eine außerordentlich kurze sein mußte (S. 38), sondern daß auch die Stärke des induzierenden Feldes für den angestrebten Zweck hinreichte [1]).

Die beiden erforderlichen Vorbedingungen, von denen oben (S. 77) die Rede war, waren also geschaffen: Schwingungserreger von der gewünschten hohen Frequenz waren in den Oszillatoren des eben geschilderten Typus gefunden; aber auch das überraschend einfache Mittel war entdeckt, um so rasche Schwingungen experimentell nachzuweisen: ein jeder fast zum geschlossenen Kreise gebogene Draht konnte dazu dienen; das zarte, oft nur im verdunkelten Raume mit geschontem Auge sichtbare Funkenspiel zwischen seinen Enden ließ die Induktionswirkung jener Schwingungen erkennen.

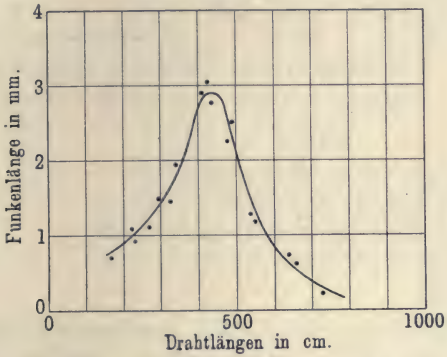
Doch war dies Mittel noch einer weiteren Vervollkommnung fähig, die ihm Hertz in derselben Arbeit erteilte. Waren die Funken im Sekundärkreise $abdc$ durch die in ihm induzierten Schwingungen hervorgerufen, woran nicht mehr zu zweifeln war, so konnte man — nach Analogie mit bekannten akustischen Resonanzerscheinungen — erwarten, daß die Wirkungen auf den Sekundärkreis erheblich gesteigert würden, wenn dessen Eigenschwingungsdauer der des erregenden Primärkreises gleich wäre. In der Tat besteht ja der Sekundärkreis aus einer Kapazität (M), deren Belege durch einen Draht von bestimmter Selbstinduktion verbunden sind — und es mußte daher möglich sein, durch entsprechende Wahl dieser Größen seine Eigenschwingungsdauer τ jener des Primärkreises gleich zu machen. Für den Fall dieser Übereinstimmung konnte man bei sonst gleicher relativer Lage der beiden Schwingungskreise auf ein Maximum der erreichbaren Funkenlänge bei M rechnen. Der Versuch entsprach vollkommen der Erwartung: „Es wurde eine Reihe von Rechtecken $abcd$

[1]) Ganz analoge Bemerkungen gelten für die Teslaschen Versuche (S. 56). Es sei erwähnt, daß die Teslaschen Versuche den Hertzschen historisch folgten; ihre Besprechung wurde in dieser Schrift nur aus formalen Gründen vorangestellt.

hergestellt, in welchen den Seiten ab und cd ihre Länge gelassen wurde, in welchen aber für ac und bd immer längere Drähte, von 10 cm anfangend bis zu 250 cm, eingeschaltet wurden. Es zeigte sich ein ausgesprochenes Maximum der Funkenlänge für eine Länge (ac) des Rechteckes von 180 cm. Fig. 38 veranschaulicht die Resultate. Als Abszissen sind die Gesamtlängen der induzierten Leitung, als Ordinaten die maximalen Funkenlängen (bei M) aufgetragen [1]).“

In Anlehnung an die in der Akustik gebräuchliche Bezeichnungsweise nannte Hertz einen derart abgestimmten Sekundärkreis Resonator. Das Studium der Resonanzerscheinungen ist,

Fig. 38.



wie wir sehen werden, geeignet, um genauen Aufschluß über den Ablauf der Schwingungen im primären und sekundären Hertzschen Kreise zu erlangen, dessen Kenntnis nicht nur theoretisch interessant, sondern auch bei Beurteilung praktischer Fragen (drahtlose Telegraphie) [2]) von hervorragender Wichtigkeit ist.

Schon die bisher beschriebenen Versuche können als Beweis dafür angesehen werden, daß der Hertzsche Erreger die von der Theorie geforderten sehr raschen, regelmäßigen Schwingungen vollführt. Der folgende Versuch [3]) läßt alle Zweifel schwinden. In Fig. 39 ist die Anordnung des Experimentes skizziert. AA' sind

[1]) H. Hertz, Ges. Werke **2**, 48 ff., Fig. 10 a.

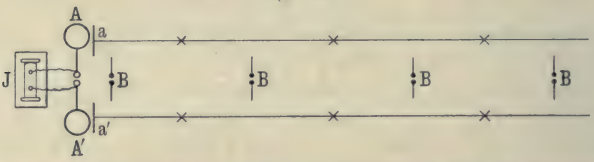
[2]) M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151 (1897); Ann. d. Phys. **8**, 686 (1902).

[3]) H. Hertz, Recherches sur les ondulations électriques. Arch. des Scienc. phys. et nat. (3) **21**, 281 (1889) (Sep.-Abdr. S. 10).

(hohle) Metallkugeln von 30 cm Durchmesser. Der verbindende wie früher mit einer Funkenstrecke versehene Draht ist 1 m lang. J ist das Induktorium, aa' sind zwei Metallplatten, von denen zwei (10 bis 20 m lange) Drähte parallel fortgeleitet sind. B ist ein auf den primären Kreis in der oben besprochenen Art abgestimmter Resonator, der in der angedeuteten Stellung (Resonatorebene senkrecht zur Ebene des Drahtzwischenraumes, Funkenstrecke oben) an verschiedene Stellen der Drahtkombination gebracht werden kann. Wir wollen uns nun überlegen, welche Erscheinungen bei Ingangsetzen des Induktoriums zu erwarten sind.

Bei jeder Unterbrechung des Primärstromes des Induktoriums wird in dessen Sekundärspule eine elektromotorische Kraft induziert, durch die z. B. A positiv, A' negativ geladen werden. Wäre dieser Zustand von Dauer, so würde ihm ein elektrisches Feld etwa von der in Fig. 8, S. 22 dargestellten Verteilung entsprechen. Infolge des Funkens aber tritt die oszillatorische Entladung in AA' ein.

Fig. 39.



Brauchen nun aber die von AA' ausgehenden Änderungen der Stärke und Richtung des Feldes Zeit, um nach aa' zu gelangen und von dort längs der Drähte sich fortzupflanzen, d. h. erfolgt die Influenzwirkung nicht momentan, so werden die Zustände, die den aufeinander folgenden Phasen von AA' entsprechen, längs der Drähte räumlich nebeneinander gebreitet fortgleiten —, d. h. es ist eine längs der Drähte fortschreitende Welle elektrischen Zwanges vorhanden. Da diese nach der Theorie stets von einer Welle magnetischen, überall senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien gerichteten Zwanges begleitet sein soll, so müssen wir uns vorstellen, daß sich ein System elektrischer und magnetischer Einheitsröhren und -ringe verschiedenen Querschnittes etwa von der in Fig. 40 gezeichneten Form mit Lichtgeschwindigkeit an den parallelen Drähten entlang schiebt[1]). In der Figur sind die

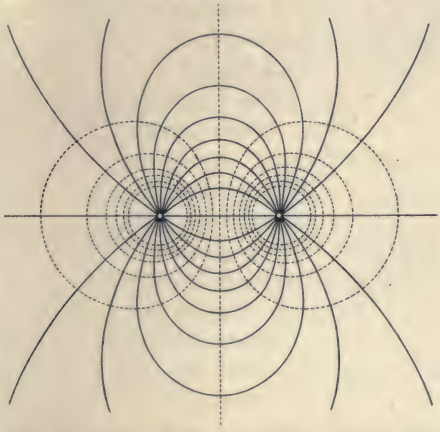
[1]) Dies Bild soll aber nicht die Vorstellung erwecken, als handle es sich hierbei um die wirkliche Fortbewegung irgend einer in diesen

Drähte senkrecht zur Zeichenebene gedacht. Die ausgezogenen Kurven, die zwischen den Durchstoßpunkten der Drähte mit der Zeichenebene verlaufen, sind die elektrischen Kraftlinien; die gestrichelten Kurven stellen die magnetischen Kraftlinien dar.

Die Drähte dienen hiernach der im umgebenden Dielektrikum sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle nur als **Stützpunkte oder Führungen** (vgl. S. 135 ff.).

Es entsteht nun die Frage, was geschieht, wenn der fortschreitende Wellenzug das Ende der Leitung erreicht. Die Erfahrung lehrt, wie wir sehen werden, in mannigfaltiger Weise,

Fig. 40.



daß am Ende der Leitung eine Reflexion der Welle erfolgt; der reflektierte Wellenzug eilt nun in der seiner Ankunft entgegengesetzten Richtung zu seinem Ursprunge aa' zurück, um dort abermals reflektiert zu werden und gegen das Ende der Leitung zu wandern, wo sich dasselbe Spiel wiederholt.

Betrachten wir zunächst nur den Zustand vor einem der beiden reflektierenden Enden der Doppeldrahtleitung: Die einzelnen Punkte des Dielektrikums zwischen den Drähten unterliegen

---

Röhren, Ringen enthaltenen Substanz; diese sollen hier, wie auch sonst in diesem Buche, nur Symbole für den elektrischen und magnetischen Zwangszustand sein, deren Stärke und Verteilung sie darzustellen geeignet sind. Ihre Bewegung ist nur ein Bild für die Ausbreitung dieser Zustände.

gleichzeitig der Wirkung des ankommenden und des reflektierten Wellenzuges. Der Zustand jedes Punktes wird daher in jedem Augenblicke der momentanen Resultierenden aus den beiden Wirkungen entsprechen, denen er unterworfen ist. Dieses Zusammenwirken bezeichnet man als Interferenz der Wellen. Aus analogen Beispielen der Mechanik und Akustik (Fortleitung und Reflexion von Wellen an Seilen, tönenden Saiten, in Kundtschen Röhren) ist bekannt, daß das Ergebnis der Interferenz zweier, im selben Raume in entgegengesetzter Richtung fortschreitender Wellenzüge von gleicher Wellenlänge und Amplitude die Entstehung jener eigentümlichen Schwingungsform ist, die man als stehende Schwingungen oder stehende Wellen zu bezeichnen pflegt. Ihr charakteristisches Gepräge erhalten sie durch den Umstand, daß an allen Punkten des Interferenzraumes die Wellenzüge einander mit einer für jeden einzelnen Punkt dauernd gleichen, aber von Punkt zu Punkt kontinuierlich veränderlichen Weg- und daher auch „Phasendifferenz" begegnen.

An gewissen Punkten werden sich also beide Wellenzüge dauernd in vollkommener Übereinstimmung befinden — ihre Phasendifferenz ist dort Null oder ein ganzes Vielfache der für beide fortschreitenden Wellen gleichen Schwingungsdauer τ [1]); an diesen Punkten — den Bäuchen — werden daher die Schwingungen (der Seil-, Saiten- oder Luftteilchen oder des elektrischen oder des magnetischen Zwangszustandes) dauernd mit doppelt so großer Amplitude erfolgen, als dies jedem einzelnen Wellenzuge entspräche. Von einem Schwingungsbauche fortschreitend, treffen wir auf beiden Seiten Punkte, wo die charakteristische Weg- bzw. Phasendifferenz der beiden Wellenzüge größer oder kleiner als im Wellenbauche ist: beides hat zur Folge, daß die Wellen einander nicht mehr vollkommen unterstützen — die resultierenden Amplituden sind daher in jedem Augenblicke kleiner als im Bauche, aber immer noch größer, als dies jeder einzelnen der interferierenden Wellen allein entspricht. Bald jedoch gelangen wir an Orte, wo die beiden Wellenzüge einander dauernd teilweise entgegenarbeiten. Dem entspricht es, daß an diesen Punkten die Amplituden kleiner sind, als sie in jeder einzelnen der Wellen wären.

---

[1]) D. h. die Wegdifferenz ist Null oder $m\lambda$, wo m eine ganze Zahl bedeutet.

Dort aber, wo die Phasendifferenz den Wert $\frac{\tau}{2}$ [oder $(2\,m-1)\cdot\frac{\tau}{2}$, d. h. eines ungeraden Vielfachen hiervon] besitzt, vernichten einander die Wirkungen der beiden Wellenzüge dauernd vollständig. Die Amplitude der [mechanischen oder elektrischen (magnetischen)] Schwingung ist an diesen Punkten dauernd Null. Es sind dies die Knotenpunkte der stehenden Welle. Die Entfernung λ' zwischen je zwei benachbarten Knotenpunkten ist, wie sich hieraus leicht ergibt, der halben Länge der fortschreitenden Wellen $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$ gleich. Es ist bezeichnend für die stehenden Wellen, daß alle zwischen je zwei Knoten gelegenen Punkte ihre Schwingungen zwar, wie wir sahen, mit verschiedener Amplitude, aber mit gleicher Phase vollführen. Dagegen sind die Phasen der in einem Knotenpunkte aneinander grenzenden Abteilungen einer stehenden Welle einander stets entgegengesetzt.

Der Reflexionspunkt der Wellen kann je nach den Umständen Bauch oder Knoten der entstehenden Interferenzerscheinung sein; so bildet im akustischen Falle das Ende einer offenen Pfeife einen Bauch für die schwingende Bewegung der tönenden Luftsäule, die dort nicht gehindert ist. Das Ende der gedackten Pfeife dagegen ist ein Knoten der Schwingungsbewegung, die eben durch das feste Hindernis dauernd gehemmt wird; im ersteren Falle erfolgt also die Reflexion ohne Phasenverlust, im letzteren mit dem Verluste einer halben Schwingungsdauer. Doch können auch Fälle eintreten, wo der Reflexionspunkt weder Bauch noch Knoten ist, der Phasenverlust also zwischen 0 und $\frac{\tau}{2}$ gelegen ist.

Dieselben Betrachtungen wie für das eine Ende gelten auch für das andere. Auch vor diesem wird sich ein System stehender Wellen ausbilden. Ist nun der ganze vom Erreger ausgehende Wellenzug länger als die Leitung, längs der er sich ausbreitet, so müssen die Interferenzräume beider reflektierenden Enden notwendig ganz oder teilweise übereinandergreifen. Bei passender Länge der Leitung können dann die Knoten und Bäuche beider Systeme stehender Wellen miteinander zur Deckung gebracht werden. In diesem günstigen Falle werden beide Erscheinungen einander verstärken. Die Leitung befindet sich dann in Resonanz mit dem Erreger, und die stehenden Wellen können in vollkommener Reinheit zur

Ausbildung gelangen. Ein akustisches Beispiel hierfür bietet der bekannte Versuch mit der Kundtschen Röhre.

Erteilt man nun den parallelen Drähten (Fig. 39) durch Probieren eine geeignete Länge und verschiebt den Resonator B in ihrem Zwischenraume vom Ende gegen aa' hin, so zeigt sich folgende Erscheinung: „Vom entferntesten Ende der Drähte ausgehend finden wir zunächst Funken von einigen Millimetern Länge. Indem wir uns dann dem Primärleiter nähern, sehen wir die Funkenlänge erst abnehmen, und in 1,5 m Entfernung vom Ende ganz verschwinden. Die Funken treten in 3 m Entfernung wieder sehr lebhaft auf, verschwinden abermals bei 4,5 m, und diese Erscheinung wiederholt sich periodisch in gleichen Intervallen [1])."

Dieser Versuch beweist also in der Tat die Existenz stehender elektrischer Schwingungen: Punkte dauernder elektrischer Ruhe — die in der Zeichnung durch kleine Kreuze bezeichneten Knotenpunkte der elektrischen Schwingung — wechseln in vollkommener Regelmäßigkeit mit Stellen maximaler Schwankungen des elektrischen Zwanges — den Bäuchen. „In der beschriebenen Anordnung entsprach dem freien Ende der Drähte ein Schwingungsbauch. Es genügt, die beiden Drahtenden miteinander in Berührung zu bringen, um an seine Stelle einen Knoten zu setzen. In dem letzten Falle finden sich die übrigen Knoten in 3, 6 und 9 m vom Ende der Drähte [1])".

Die Länge der fortschreitenden Welle beträgt daher in diesem Falle $\lambda = 6$ m. Nehmen wir als Geschwindigkeit ihrer Ausbreitung, wie dies der Theorie von Maxwell gemäß ist, Lichtgeschwindigkeit an, so ergibt sich für die Periode des Erregers der Wert $\tau = \frac{\lambda}{c} = \frac{2}{100000000}$ sec (S. 64) in guter Übereinstimmung mit der aus W. Thomsons Formel berechneten Schwingungsdauer.

Eine von den bisher beschriebenen wesentlich verschiedene Methode der Untersuchung stehender elektromagnetischer Wellen an Drähten hat H. Hertz in seiner Abhandlung „Über die mechanischen Wirkungen elektrischer Drahtwellen" gegeben [2]). Ihre besondere Bedeutung gewinnt sie dadurch, daß sie nicht nur

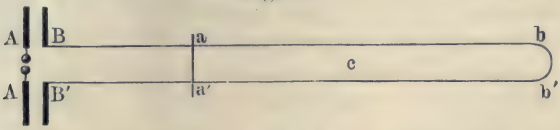
---

[1]) Hertz, l. c.

[2]) Hertz, Wied. Ann. **42**, 407 (1891); Ges. Werke **2**, 199.

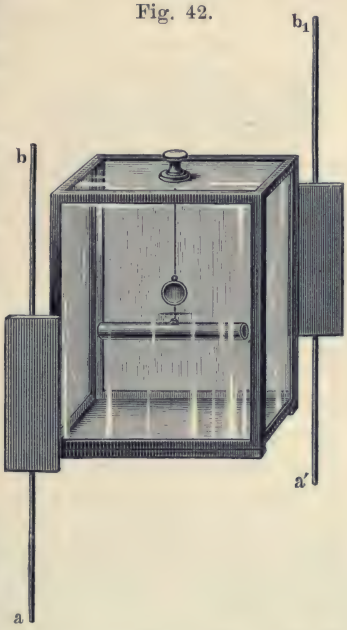
quantitative Messungen an elektrischen Drahtwellen in einfacher Weise ermöglicht, sondern auch gestattet, die Wellen elektrischen und magnetischen Zwanges gesondert von-

Fig. 41.



einander nachzuweisen. Die Wellen wurden mit Hilfe der in Fig. 41 dargestellten Lecherschen Anordnung „als der für reine Versuche geeignetsten“ [1]) erzeugt. Lecher [2]) hatte gefunden, daß an den Stellen der Knotenpunkte stehender elektrischer Wellen die beiden Drähte durch leitende Bügel überbrückt werden können; die Resonanzerscheinung wird dadurch nicht nur nicht gestört, sondern kann gerade bei richtiger Einstellung der Brücken in voller Schärfe hervorgerufen werden.

Fig. 42.



aa' und bb' sind die Knotenpunkte der im Raume $aa'bb'$ durch Resonanz erzeugten stehenden Welle, c gibt die Lage des Bauches an.

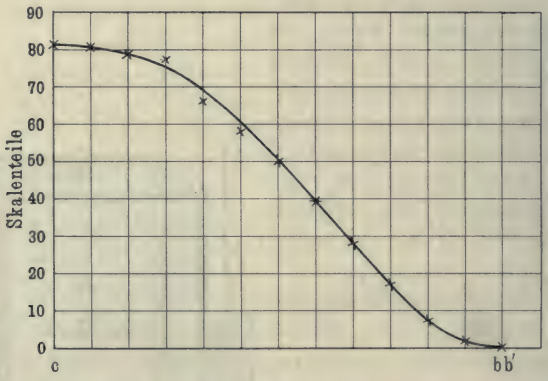
„Zur Messung der mechanischen Wirkung der elektrischen Kraft benutzte ich (d. h. Hertz) ein zylindrisches Röhrchen von Goldpapier von 5,5 cm Länge und 0,7 cm Durchmesser; dasselbe war mit horizontaler Richtung der Achse an einem Kokonfaden aufgehängt, ein sehr kleiner Magnet gab dem Röhrchen eine feste Ruhelage [3]), ein kleiner Spiegel ge-

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 200.
[2]) E. Lecher, Wied. Ann. **41**, 850 (1890).
[3]) Um möglichen Mißverständnissen vorzubeugen, soll ausdrück-

stattete, die Ablenkungen aus derselben zu messen. Das ganze System hing in einem Glaskästchen [1]).“

Fig. 42 gibt ein Bild des kleinen Apparates. Die Drähte wurden in der Nähe des Apparates einander und diesem bis auf einige Centimeter genähert und gegenüber den Enden des Röhrchens durch kleine Metallplatten verstärkt, wie in der Figur angedeutet ist. Die Strecke zwischen dem Bauche c und dem Knoten bb' wurde in 12 gleiche Abschnitte geteilt und an den 13 Endpunkten dieser Abschnitte die Ablenkung des Röhrchens gemessen. Fig. 43 gibt hiervon eine graphische Darstellung. Die Ablenkungen des Röhrchens erfolgten stets in dem Sinne,

Fig. 43.



daß sich seine Achse in die kürzeste Verbindungslinie der Drähte einzustellen suchte. „Es wurden also stets die Enden des Röhrchens von den nächst gelegenen Teilen der Drähte scheinbar angezogen.“ Nach der schon an früheren Stellen (S. 13, 19) dargelegten Auffassung werden wir diese Bewegungen als Ergebnis des Verkürzungsbestrebens der zwischen den Drähten und dem Röhrchen verlaufenden, im Tempo der Schwingungen bestän-

---

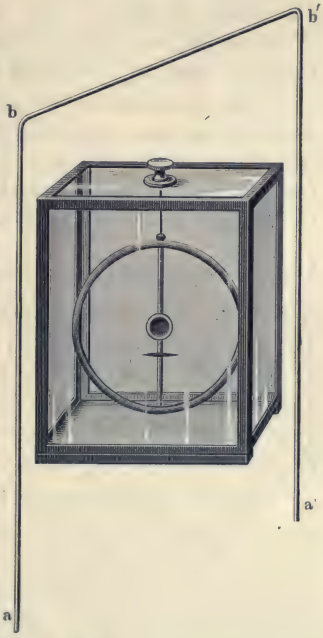
lich betont werden, daß dem kleinen Magneten keine andere Rolle zukommt, als die eines Hilfsmittels, um dem beweglichen System eine bestimmte Ruhelage zu erteilen. Er kann daher durch andere zweckdienliche Vorrichtungen ersetzt werden. So macht z. B. die Aufhängung an einem Quarzfaden von entsprechender Torsionskraft (Bjerknes u. a.) den kleinen Richtmagneten entbehrlich.

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 204.

dig Stärke und Richtung verändernden elektrischen Kraftlinien betrachten können; die Größe der Ablenkung des Röhrchens mißt also an jedem Punkte den Wert der dort herrschenden mittleren Intensität der elektrischen Schwingungen.

„Zum Nachweis der magnetischen Kraft diente ein kreisförmiger Reif aus Aluminiumdraht. Der Durchmesser des Reifs betrug 65 mm, der des Drahtes 2 mm. Der Reif wurde um einen seiner Durchmesser drehbar aufgehängt, und wie vorher der Zylinder mit Magnet[1]), Spiegel und Glasgehäuse versehen. Fig. 44 gibt eine Skizze des nunmehr benutzten Apparates. Sehen wir zunächst für einen Augenblick von unserer Kenntnis der magnetischen Kraft ab, so werden wir vermuten, daß sich der Reif unter dem Einflusse der Schwingungen ebenso wie der Zylinder verhält und daß dabei ... der horizontale Durchmesser des Reifes die Rolle der Längsachse des Zylinders übernimmt."

Fig. 44.



„Hängen wir nun aber wirklich den Reif in dem Knoten bb' auf, in der Weise, wie es Fig. 44 angibt, so sehen wir andere, unerwartete Erscheinungen eintreten. Erstens bleibt unter dem Einflusse der Schwingungen der Ring nicht in Ruhe, sondern nimmt Ablenkungen an von derselben Größenordnung wie diejenigen, welche der Zylinder im Bauche der Schwingung zeigte. Zweitens zeigt die Richtung der Ablenkung keine Anziehung, sondern eine Abstoßung der benachbarten Punkte des Reifes und der Drähte an. . . . Wir finden, daß der horizontale Durchmesser stets einer Richtung zustrebt, welche auf der Ebene der Drahtschleife senkrecht steht. Ohne anderweitig gewonnene Kenntnis,

[1]) Vgl. Anm. 3, S. 89.

allein aus diesen Versuchen dürfen wir also aussagen, daß sich neben der elektrischen Schwingung noch eine Schwingung anderer Art geltend mache, deren Knotenpunkte nicht mit jenen der elektrischen Schwingung zusammenfallen . . . In Wahrheit werden wir, über die Beobachtung hinausgehend, die neue Schwingung ohne weiteres mit der von der Theorie geforderten magnetischen Schwingung identifizieren. Die schnell wechselnde magnetische Kraft muß in dem geschlossenen Reifen einen in gleichem Rhythmus wechselnden Strom induzieren und auf diesen rückwirkend den Kreis ablenken. Die magnetische Kraft hat ihren größten Wert im Knoten der elektrischen Schwingung [1]), und ihre Richtung ist daselbst senkrecht auf der Ebene der Drahtschleife [2])."

Die magnetische Welle hat demnach, abweichend von der elektrischen, am geschlossenen Ende der Drahtleitung einen Bauch, am offenen Ende dagegen einen Knoten. Auf ähnliche Verhältnisse stoßen wir bei elastischen Wellen: während das geschlossene Ende einer Pfeife einen Knoten für die Bewegung der Luftteilchen bildet, deren Maximum daher um $\frac{\lambda'}{2}$ vor dem Ende der Pfeife liegt, sind die Schwankungen des Luftdruckes am geschlossenen Ende (und überhaupt an den Knoten der Bewegungsschwingungen) am größten, aber Null an den Orten der Bewegungsbäuche. In der fortschreitenden Welle dagegen fallen Maxima und Minima von Druck und Bewegung und ebenso von elektrischem und magnetischem Zwang stets zusammen.

Die im vorangehenden festgehaltene Auffassung, wonach der eigentliche Sitz der elektromagnetischen Drahtwellen nicht in den Drähten selbst, sondern vielmehr im umgebenden Dielektrikum zu suchen ist, kann durch die bisher beschriebenen Versuche allein nicht als genügend bewiesen betrachtet werden. In Wirklichkeit gründet sie sich auch nicht auf diese, sondern auf eine Reihe von Experimenten, die Hertz in seiner Arbeit „Über die Fortleitung elektrischer Wellen durch Drähte" [3]) mitgeteilt hat. Veranlaßt war diese Untersuchung

---

[1]) und, wie die Versuche weiter zeigen, ihren Knoten am Orte c des elektrischen Schwingungsbauches.

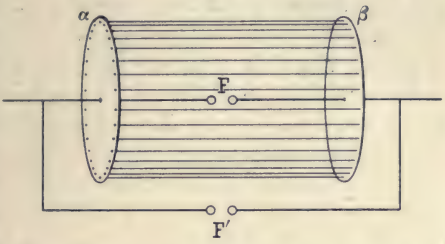
[2]) Hertz, Ges. Werke **2**, 204, 205.

[3]) H. Hertz, Wied. Ann. **37**, 395 (1889); Ges. Werke **2**, 171.

durch die Absicht, eine von O. Heaviside[1]) und J. H. Poynting[2]) auf die Maxwellschen Anschauungen aufgebaute Theorie zu prüfen, die zu der eben genannten Auffassung führt.

Wird z. B. einer der parallelen Drähte (Fig. 39) an einer Stelle durch die Funkenstrecke eines Mikrometers F (Fig. 45) unterbrochen, so treten, wenn das Induktorium im Gange ist, bei F mehrere Millimeter lange Funken auf. Diese bleiben bestehen, wenn die Metallplatten $\alpha\beta$ an die beiden Drahtteile angelötet werden. Wird aber durch Einziehen von (feinen oder dicken) Drähten in die 24 an der Peripherie der Platten $\alpha\beta$ befindlichen Löcher ein Drahtkäfig gebildet, so sind bei F nicht die kleinsten Funken mehr zu erzielen. Eine außerhalb des Käfigs nebengeschaltete Funkenstrecke F' aber läßt auch dann nach wie vor ein unvermindertes Funkenspiel erkennen. Aus diesen und anderen Versuchen „dürfen wir schließen, daß schnelle elektrische Schwingungen völlig unfähig sind, Metallschichten von einiger Dicke[3]) zu durchdringen, und daß es daher auf keine Weise möglich ist, mit Hilfe solcher Schwingungen im Innern geschlossener metallischer Hüllen Funken zu erregen. Sehen wir also durch solche Schwingungen Funken erzeugt im Innern von Metallhüllen, welche beinahe, aber nicht vollständig geschlossen sind, so werden wir schließen müssen, daß die elektrische Erregung eingedrungen sei durch die vorhandene Öffnung“[4]). Eine ausführlichere Besprechung dieser Erscheinung soll übrigens einer späteren Stelle (S. 135 ff.) vorbehalten bleiben.

Fig. 45.



---

[1]) O. Heaviside, Electrician (1885); Phil. Mag. **25**, 153 (1888).

[2]) J. H. Poynting, Phil. Trans. **2**, 277 (1885).

[3]) Hertz, Ges. Werke **2**, 178. Auf Glasröhren niedergeschlagene Silberschichten, die auch für Licht nicht mehr undurchsichtig und sicher dünner als $^1/_{100}$ mm waren, erwiesen sich als nicht mehr undurchlässig für die elektrischen Drahtwellen.

[4]) l. c. S. 179.

Durch die bisher betrachteten Versuche ist die Existenz sehr rascher regelmäßiger elektromagnetischer Schwingungen unzweideutig erwiesen. Auch lassen sie keinen Zweifel mehr darüber, daß elektromagnetische Störungen sich mit endlicher Geschwindigkeit an leitenden Drähten ausbreiten.

So gut sich diese Tatsachen aber auch in den Ideenkreis der Faraday-Maxwellschen Theorie fügen, eine Entscheidung zwischen dieser und der Fernwirkungslehre gestatten sie noch nicht zu fällen. Denn alle Versuche mit dem einfachen Resonator mußten denselben Erfolg haben, ob nun die Ausbreitung der Wirkung von dem schwingenden Erreger in das umgebende Dielektrikum mit endlicher Geschwindigkeit geschah oder ob der ganze umgebende Raum den Veränderungen des Erregers in jedem Augenblicke gleichzeitig folgte. Die Ausbreitung elektromagnetischer Störungen an oder in Leitern mit endlicher Geschwindigkeit aber hatte auch für die Anschauungsweise der Fernwirkungstheorie nichts Befremdliches: War es doch gerade die Bewegung des elektrischen Fluidums im Leiter, was nach dieser Theorie den elektrischen Strom bildete (S. 24). Wheatstone, Fizeau und Gounelle und W. Siemens hatten sogar vermeintlich die Geschwindigkeit der Elektrizität in Drähten gemessen. Alle beobachteten Wirkungen der Drahtwellen konnten also von der Fernwirkungstheorie durch die Fernkräfte der an oder in den Drähten bewegten Fluida erklärt werden. Die endliche Geschwindigkeit des Trägers konnte aber weder für noch gegen die endliche oder unendlich große Geschwindigkeit der von ihm ausgehenden Kräfte etwas beweisen, wie ja auch z. B. aus der endlichen Geschwindigkeit der Planeten kein Schluß auf die Geschwindigkeit der Ausbreitung der Gravitationskraft gezogen werden kann.

Die fundamentale Frage nach der Art der Fortpflanzung elektromagnetischer Störungen im reinen Dielektrikum — durch deren Beantwortung allein zwischen beiden Theorien endgültig entschieden werden konnte — blieb durch die Versuche mit Drahtwellen also noch ungelöst. Und doch bedurfte es außer dem Hertzschen Erreger und Resonator keiner anderen experimentellen Waffen, um den Sieg unwiderruflich an die Fahnen der Faraday-Maxwellschen Theorie zu knüpfen. Durch seine Ver-

suche „Über elektrodynamische Wellen im Luftraume und deren Reflexion“ [1]) hat Hertz diesen Sieg errungen. Die Entstehungsgeschichte dieser Arbeit, die einen Markstein auf dem Wege der Entwickelung der physikalischen Wissenschaft bildet, erzählt Hertz selbst mit folgenden Worten [2]): „Während ich die Wirkung meiner primären Schwingung in großer Entfernung untersuchte, war mir deutlich eine Art von Schattenbildung hinter leitenden Massen entgegengetreten, und diese war mir nicht sehr auffällig erschienen. Etwas später glaubte ich auch eine eigentümliche Verstärkung der Wirkung vor solchen schattengebenden Massen und vor den Wänden des Raumes zu bemerken. Als mir zuerst der Gedanke kam, daß diese Verstärkung von einer Art Reflexion der elektrischen Kraft von den leitenden Massen herrühre, schien mir derselbe fast unzulässig, so sehr wich er immerhin von der uns damals geläufigen Vorstellung einer elektrischen Kraft ab, unbeschadet aller Bekanntschaft mit dem Vorstellungskreis der Maxwellschen Theorie. Nachdem ich aber das Vorhandensein wirklicher Wellen glaubte sichergestellt zu haben, trat ich der anfangs verworfenen Erklärungsart wieder näher und kam so zu den Erscheinungen, welche in der Abhandlung „. . . . . .“ dargelegt sind.“

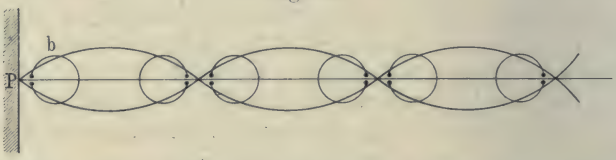
Die eine Stirnwand des 15 m langen, 6 m hohen, 8,5 m breiten Experimentierraumes wurde mit einem Zinkblech von 2 m Breite und 4 m Höhe teilweise bekleidet. Der primäre Leiter befand sich 13 m gegenüber der Mitte des Bleches in 2 m Entfernung von der Gegenwand. Der Verbindungsdraht der Kondensatorplatten stand vertikal, seine Funkenstrecke 2,5 m über dem Boden. Der abgestimmte Resonator — ein Drahtkreis — konnte mit seinem Mittelpunkte in 2,5 m Höhe in der Richtung der von der primären Funkenstrecke auf die Gegenwand gefällten Senkrechten (des Einfallslotes) verschoben, und seine Ebene und Funkenstrecke hierbei in beliebige Lagen gebracht werden. Steht die Resonatorebene zum Einfallslote senkrecht, und liegt seine Funkenstrecke in der durch dieses gelegten Horizontalebene, so sind in unmittelbarer Nähe der Zinkwand keine Funken im Resonator wahrzunehmen. Sie treten wieder auf und erreichen ein Maximum,

---

[1]) Wied. Ann. **34**, 610 (1888). Ges. Werke, **2**, 133.
[2]) Ges. Werke **2**, 11.

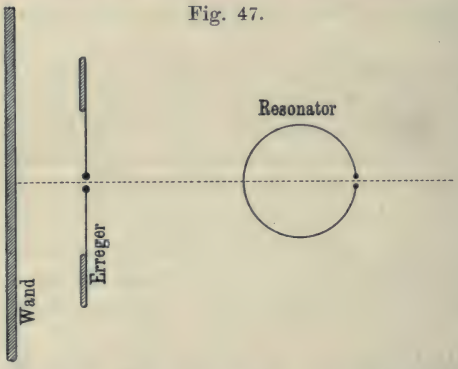
wenn der Resonator allmählich von der Zinkwand entfernt wird, nehmen bei weiterer Entfernung wieder ab, um an einer bestimmten Stelle abermals zu verschwinden und bei weiterer Verschiebung des Resonators ein zweites Maximum zu erreichen, dann wieder durch ein Minimum hindurch zu gehen usf. Ganz analoge

Fig. 46.



Ergebnisse haben Versuche mit anderen Lagen des Resonators. Versuche mit verschieden großen Erregern und entsprechend abgestimmten Resonatoren lieferten qualitativ dieselben Resultate. Die Distanzen zwischen den Verschwindungspunkten der Funken aber erwiesen sich in derselben Weise als abhängig von der Größe der Erreger, wie deren Schwingungsdauern. In Fig. 46 sind die Ergebnisse für einen bestimmten Fall versinnlicht.

Fig. 47.



Diese Erscheinungen zeigen das charakteristische Gepräge stehender Wellen des elektrischen Zwanges, deren Knotenpunkte durch die Minima, deren Bäuche durch die Maxima der Funkenlängen gegeben sind. Diese Interferenzen können nur durch die Reflexion eines vom primären Kreise in den umgebenden Luftraum entsendeten Wellenzuges an der leitenden Zinkwand erklärt werden — eine andere Deutung ist ausgeschlossen.

Die Stellung von Erreger und Resonator wurde nun vertauscht, so daß sich der erstere jetzt zwischen der reflektierenden Wand und dem Resonator befindet (Fig. 47). Steht der Erreger der Wand sehr nahe, so sind im Resonator keine Funken wahrzunehmen. Entfernt man den Primärkreis allmählich von der Wand, so treten Funken im Resonator auf, die für eine bestimmte Stellung des Erregers ein Maximum erreichen, um bei weiterer Verschiebung des Erregers wieder abzunehmen und durch ein Minimum hindurchgehend wieder anzuwachsen. Diese Erscheinung erklärt sich in einfacher Weise aus der Interferenz des dem Resonator direkt zugestrahlten Wellenzuges mit jenem, der, vom Erreger der Wand zueilend, von dieser reflektiert, den Resonator trifft. Zwei im selben Raume in gleicher Richtung fortschreitende Wellenzüge gleicher Periode verstärken, schwächen oder vernichten einander aber im ganzen Interferenzraume je nach ihrer für alle Punkte gleichen Phasendifferenz. In unserem Falle ist diese Differenz offenbar von dem Wegunterschied zwischen der direkten und reflektierten Welle, und daher von der Entfernung zwischen Wand und Erreger — nicht aber von der Entfernung des Resonators abhängig. Das akustische Analogon bilden die Schallstärkeänderungen, die ein an Stelle des Resonators befindliches Ohr empfindet, wenn man an Stelle des Erregers eine Stimmgabel, an Stelle des Metallschirmes eine den Schall reflektierende Wand setzt und die Entfernung zwischen Gabel und Wand allmählich verändert.

In der Optik stellen sich der Fresnelsche Versuch in der Lloydschen Form und die Erscheinungen am Newtonschen Farbenglase dem beschriebenen Versuche an die Seite.

„In Optik und Akustik gelten jene Versuche als Argumente für die Wellennatur des Lichtes und des Schalles; so werden wir auch die hier beschriebenen Erscheinungen als Argumente für die wellenartige Ausbreitung der Induktionswirkung einer elektrischen Schwingung ansehen dürfen“ [1]).

Der lange ersehnte Beweis für die wellenartige Ausbreitung und daher auch für die von Faraday-Maxwell geforderte endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Störungen war also durch die Hertzschen Versuche endgültig erbracht.

---

[1]) Hertz, Ges. Werke 2, 145.

Aber auch der Wert dieser Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Versuche und führt zu einer quantitativen Bestätigung der Maxwellschen Theorie. Denn die Schwingungsdauer τ des Erregers läßt sich nach der Formel von Thomson-Kirchhoff (S. 52) berechnen, die sich für langsame Schwingungen bewährt hat und deren Gültigkeit für rasche Oszillationen anzuzweifeln kein Grund vorliegt; die Wellenlänge λ liefern die direkten Messungen der Knotendistanzen (λ'); aus der schon vielfach benutzten Formel $c = \frac{\lambda}{\tau}$ (S. 64) folgt dann für die Größe der Geschwindigkeit elektromagnetischer Wellen im Luftraume wirklich der Wert der Lichtgeschwindigkeit ($3 \cdot 10^{10}$ cm/sec), wie Maxwells Theorie es voraussah.

Die von einem Hertzschen Erreger, sowie natürlich von jedem elektromagnetisch schwingenden System, in den Raum ausgesendeten Wellen repräsentieren eine Energiemenge in elektrischer und magnetischer Form [1]), die z. B. durch eine entsprechende Anzahl von Resonatoren aufgefangen und in diesen in Joulesche Wärme verwandelt werden kann. Jedenfalls muß diese Energie aus jenem Vorrate geliefert werden, den der Erreger zu Beginn des Versuches besaß. Es muß also die Schwingung des Erregers außer durch die in ihm entstehende Joulesche Wärme auch durch Strahlung in den umgebenden Raum gedämpft werden (S. 50).

Daß diese Dämpfung sehr erhebliche Beträge annehmen kann, zeigt die Berechnung, die Hertz [2]) für einen seiner Erreger angestellt hat: Der Anfangsvorrat an elektrischer Energie betrug etwa 54000 Erg. Der Strahlungsverlust während der ersten halben Schwingungsdauer (1,5 hundertmilliontel Sekunde) ergab sich zu 24000 Erg. Dies entspricht einer Arbeitsleistung von 22 Pferdekräften. Während der ersten Schwingung des Erregers ist die Intensität seiner elektromagnetischen Strahlung in etwa 12 m Abstand von ihm gleich jener der Sonnenstrahlung auf der Erdoberfläche. Während jedoch diese ununterbrochen anhält, beschränkt sich jene bei jeder Erregung des primären Leiters (d. h. bei jeder Unterbrechung des Primärstromes des Induktoriums) auf

---

[1]) Das gleiche gilt für den Versuch mit Drahtwellen.
[2]) Ges. Werke **2**, 160, 161.

das nach einigen Hundertmillionteln der Sekunde zählende Zeitteilchen, während dessen die rasch gedämpften Schwingungen des Erregers ablaufen. Also selbst bei mehreren Tausenden Unterbrechungen pro Sekunde (wie sie etwa der Wehneltsche Unterbrecher gestattet) findet in jeder Sekunde Strahlung insgesamt nur statt während einiger Milliontel Sekunden.

Von der Art, wie die Ausstrahlung durch Abschnüren und Fortwandern elektrischer Kraftringe[1]) vom primären Leiter er-

Fig. 48. Fig. 49. Fig. 50.

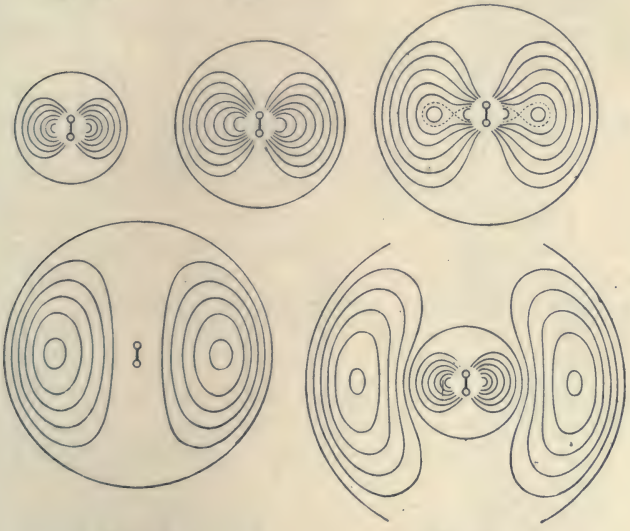


Fig. 51. Fig. 52.

folgt, geben (nach Hertz) die Figuren 48 bis 52 ein Bild. Die aufeinanderfolgenden Figuren entsprechen Zuständen des Feldes, die um je $\frac{\tau}{4}$ voneinander abstehen.

Schon die bisherigen Versuche genügten, um zu zeigen, daß die elektromagnetische Lichttheorie, diese schönste Frucht Faradayscher Ideen, nicht nur in der Phantasie des Theoretikers vorhanden war, sondern fast greifbaren Wirklichkeiten entsprach.

[1]) Vgl. Anm. S. 84.

Mit Recht konnte Hertz[1]) seine elektrischen Wellen im Luftraume als wesensgleich ansehen mit den Wellen des Lichtes, von welchen sie sich nur durch ihre millionenmal größere Länge unterscheiden. Doch wurde die Beweiskraft der letzterwähnten Versuche, wenn dies möglich war, noch übertroffen durch jene Reihe glänzender Experimente: „Über Strahlen elektrischer Kraft“ [2]), von denen Lord Kelvin in seiner Vorrede zur englischen Ausgabe der „Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft von H. Hertz“ sagt: „I cannot refer to this paper without expressing the admiration and delight with which I see the words „rectilinear propagation“, „polarisation“, „reflection“, „refraction“ appearing in it as sub-titles“ [3]).

Nachdem Hertz gezeigt hatte, daß die Wirkung einer elektrischen Schwingung sich wellenförmig ausbreite, ging er daran, diese Wellen dadurch zusammenzuhalten, daß er den primären Leiter in die Brennlinie eines großen parabolischen Hohlspiegels brachte. Die ersten Versuche scheiterten an dem Mißverhältnis zwischen der verwendeten Wellenlänge (8 bis 10 m) und den Dimensionen des Spiegels. Doch als es Hertz geglückt war, Wellen von 60 cm Länge herzustellen und nachzuweisen, kehrte er zur Benutzung der Hohlspiegel zurück, und er sagt[4]): „Ich habe nunmehr besseren Erfolg gehabt, als ich zu hoffen wagte. Es gelang mir, deutliche Strahlen elektrischer Kraft zu erzeugen und mit denselben die elementaren Versuche anzustellen, welche man mit dem Lichte und der strahlenden Wärme auszuführen gewohnt ist.“

Ein Messingkörper von 26 cm Länge (Fig. 53), in der Mitte durch eine aus zwei blank polierten Messingkugeln gebildete Funkenstrecke unterbrochen, bildete den Erreger, der, wie Fig. 54 zeigt, in der Mitte der Brennlinie eines parabolischen Zylinderspiegels aus Zinkblech befestigt werden konnte. Die Drähte vom Induktorium führten dann isoliert durch das Metall des Spiegels zu den Polkugeln.

---

[1]) Hertz, Ges. Werke 2, 156, 157.

[2]) Hertz, Berl. Akad., 13. Dezember 1888. Wied. Ann. 36, 769 (1889); Ges. Werke 2, 184.

[3]) Englische Ausgabe S. XV.

[4]) Ges. Werke 2, 184.

Wäre an Stelle des Erregers ein leuchtender Körper in der Brennlinie des Spiegels vorhanden, so würde das am Spiegel reflektierte Licht bekanntlich in Form eines scharf begrenzten, der Parabelachse parallelen Strahles aus demselben austreten. Wird nun das Induktorium in Gang gesetzt und der Experimen-

Fig. 53.

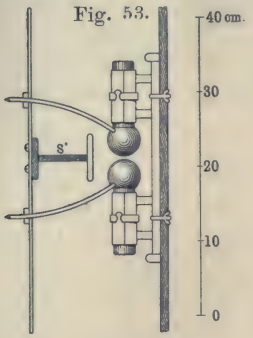


Fig. 54.

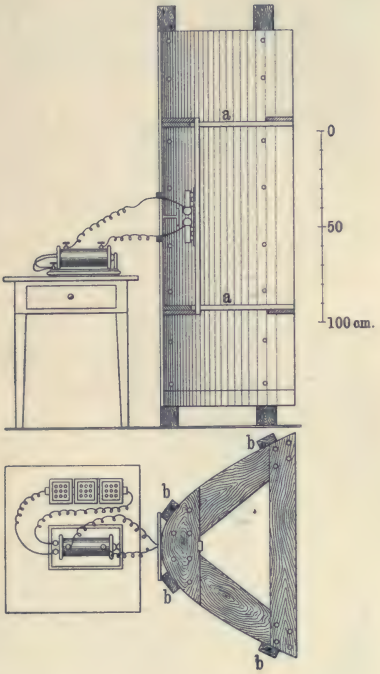
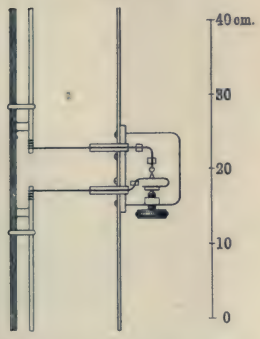


Fig. 55.



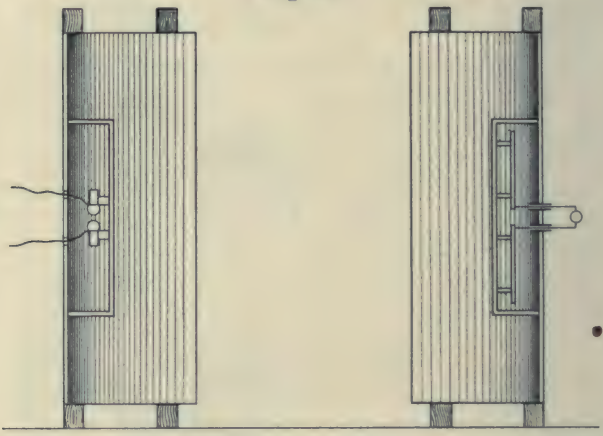
tierraum mit Hilfe eines auf den Erreger abgestimmten kreisförmigen Resonators von 7,5 cm Durchmesser abgesucht, so spricht dieser bis auf 6 m Entfernung vom Spiegel innerhalb jenes Raumes an, der im optischen Falle vom Lichtstrahle erfüllt würde, bleibt aber sowohl hinter dem Spiegel, als auch vor demselben an allen einigermaßen außerhalb dieses Bezirks gelegenen Stellen vollkommen funkenlos [1]). Es ist also möglich, ziemlich scharf ab-

[1]) Ansprechen des Resonators etwas außerhalb des scharfen Strahles läßt sich ungezwungen aus der Beugung der direkten Wellen an den

gegrenzte Strahlen elektromagnetischer Wellen herzustellen und zu zeigen, daß sie sich wie Lichtstrahlen geradlinig fortpflanzen.

Eine Reihe weiterer Eigenschaften der elektromagnetischen Strahlen, die übrigens zum großen Teile schon aus den früheren Versuchen hervorgehen (S. 95 ff.), zeigen die folgenden Experimente: In der Brennlinie eines zweiten dem früheren gleichen Hohlspiegels befand sich ein sekundärer Leiter (Empfänger), bestehend aus zwei 50 cm langen Drähten von 5 mm Durchmesser. Ihre einander zugewendeten Enden hatten einen gegenseitigen

Fig. 56.



Abstand von 5 cm, und von ihnen führten Drähte isoliert durch das Metall des Spiegels zu der hinter dem Spiegel befindlichen, mikrometrisch verstellbaren Funkenstrecke, wie aus Fig. 55 ersichtlich ist.

Werden die beiden Spiegel wie in Fig. 56 einander mit zusammenfallenden optischen Achsen gegenübergestellt, dann erscheinen an der Funkenstrecke des Empfängers noch bei mehr als 20 m Entfernung der Spiegel Fünkchen, selbst wenn der sekundäre Leiter auf den Erreger nicht scharf abgestimmt wurde.

Rändern des Spiegels erklären. Bei Wellen von 60 cm Länge sind eben Beugungserscheinungen, wie die Theorie und wie auch das praktische Beispiel des Schalles zeigt, für die Ausbildung ganz scharfer Strahlen bereits sehr hinderlich (vgl. S. 120).

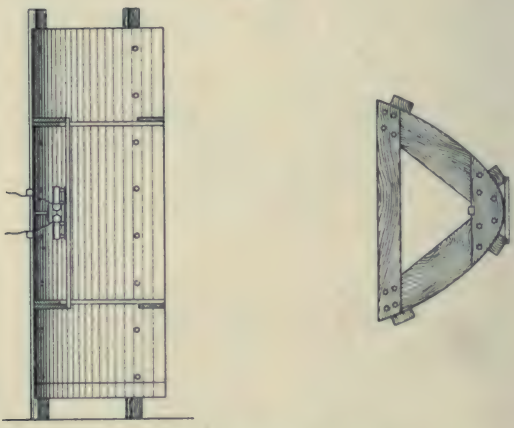
Der auf den Empfängerspiegel treffende Strahl wird — wie ein Lichtstrahl — in dessen Brennlinie konzentriert, und seine Wirkung dadurch verstärkt. Schirme aus leitenden Stoffen (Blech, Stanniolpapier, der Körper des Experimentators) zwischen die Spiegel gebracht, schneiden die Wirkung vollkommen ab — der Empfänger bleibt funkenlos. Nicht so wirken Wände aus isolierendem Materiale: Hölzerne Türen oder Bretter erweisen sich den elektromagnetischen Strahlen gegenüber als durchlässig; diese Tatsache bildet nicht nur keinen Widerspruch, sondern vielmehr eine Bestätigung der Maxwellschen Theorie, die gerade von Isolatoren vollkommene Durchsichtigkeit für elektromagnetische Wellen als Regel fordert (S. 64, 73). Abweichungen von dieser Regel treffen wir erst im Gebiete jener äußerst kurzen Wellenlängen (Wärme- und Lichtwellen), denen gegenüber die Materie nicht mehr als strukturloses Kontinuum angesehen werden kann. Auch die gewaltigen Wogen des Meeres brausen dahin, unbekümmert um den Kahn, der sich mit ihnen hebt und senkt. Doch an demselben Schifflein brechen sich machtlos die zarten Wellen, womit der Abendwind die glatte Fläche des Teiches kräuselt.

Fig. 57.

Eine neue Eigenschaft der Strahlen und eine neue Bestätigung von Maxwells Theorie ergibt der folgende Versuch: Zwischen die, wie früher mit parallelen vertikalen Brennlinien einander gegenüberstehenden Spiegel wird, mit seiner Ebene senkrecht zum Strahle, ein Holzrahmen gebracht, der mit parallelen Kupferdrähten von 3 cm gegenseitiger Distanz bespannt ist und in seiner eigenen Ebene gedreht werden kann (Fig. 57). Ist die Richtung der Drähte horizontal, so treten die Funken im Empfänger in gleicher Weise auf, wie ohne Vorhandensein des Gitters. Sie werden aber schwächer, wenn dieses gedreht wird, so daß sich die Richtung der Drähte der Vertikalen nähert, und verschwinden gänzlich, wenn die Vertikalstellung der Gitterdrähte erreicht ist. Diese Erscheinung führt die Transversalität der elektrischen Wellen in unzweideutiger Weise vor Augen. Das Gitter bildet ein Hindernis nur dann, wenn es der induzierenden Wirkung des Strahles ausgesetzt ist. Diese kann aber nur zur Geltung kommen,

wenn die Drähte auf der Richtung der magnetischen Schwingung senkrecht, und daher parallel jener der elektrischen Schwingungen stehen, d. h. in unserm Falle, wenn sie vertikal gerichtet sind. Werden die Spiegel (Fig. 58) mit zusammenfallenden optischen Achsen, aber senkrecht gekreuzten Brennlinien einander gegenübergestellt, so bleibt der Empfänger funkenlos. Denn in diesem Falle stehen die in der Brennlinie des Empfängerspiegels konzentrierten elektrischen Schwingungen senkrecht auf dem Empfängerdrahte, während der magnetische Zwang ihm parallel gerichtet ist — eine induzierende Wirkung ist daher unmöglich. An der

Fig. 58.



Erscheinung ändert sich, wie zu erwarten ist, nichts, wenn das Gitter mit vertikalen oder horizontalen Drähten zwischen die Spiegel gebracht wird. Wird dasselbe aber auch nur um wenige Grade in seiner eigenen Ebene aus einer der genannten Stellungen herausgedreht, so treten im Empfänger wieder Funken auf, die für eine Neigung der Drähte von 45° gegen die Vertikale am stärksten werden. Denn das Gitter läßt nun die zur Drahtrichtung senkrechte Komponente der elektrischen Schwingungen hindurch, deren horizontaler Bestandteil am Empfänger in Wirkung treten kann. Diese Versuche finden ihr vollkommenes Gegenstück in der Optik, wenn an Stelle der beiden Spiegel ein Polarisator und Analysator (Nicolsche Prismen oder Spiegel), an Stelle des

Gitters etwa ein unter dem Polarisationswinkel gegen den Strahl geneigter Glasplattensatz gesetzt wird.

Werden die Spiegel mit vertikalen Brennlinien, aber geneigten optischen Achsen (Fig. 59) aufgestellt, so bleibt der Empfänger funkenfrei. Mit Hilfe eines vertikalen, in den Gang des Strahles gestellten metallischen Schirmes ist es jetzt möglich, den Strahl in den Empfängerspiegel zu reflektieren und dadurch in ihm das Funkenspiel auszulösen. Doch gelingt dies nur für jene Stellungen der Metallwand, für welche auch ein am Orte des Empfängers befindliches Auge in ihr das Spiegelbild des Erregers wahrzunehmen vermöchte. Die Reflexion des elektromagnetischen Strahles ist also eine regelmäßige, wie die des Lichtes. Wird an Stelle des Metallschirmes das früher benutzte Gitter gebracht, so erweist

Fig. 59.

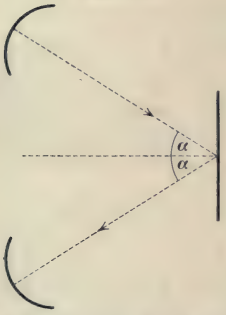
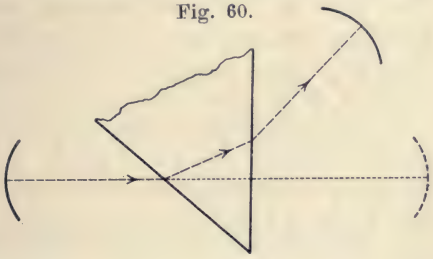


Fig. 60.



sich auch dieses als Reflektor, wenn seine Drähte vertikal, also der elektrischen Schwingung im Strahle parallel gerichtet sind — bei horizontaler Stellung der Drähte hingegen reflektiert das Gitter nicht. Dem Verhalten des Gitters entspricht auf optischem Gebiete die Reflexion des Lichtes an dichroitischen Kristallen [1]).

Endlich gelang es Hertz auch, die Brechung der elektromagnetischen Strahlen nachzuweisen mit Hilfe eines Prismas aus Asphalt, dessen Flächen 1,5 m Höhe und 1,2 m Breite besaßen und einen Winkel von 30° bildeten. Standen die Spiegel einander gerade gegenüber, so wurden durch Einfügen des Prismas in den Strahlengang (Fig. 60) die Funken im Empfänger zum Verschwinden gebracht. Doch traten sie wieder auf, wenn der Empfänger, dem Prisma stets zugekehrt, um 22° gegen die Basis

[1]) Hierauf hat zuerst W. König hingewiesen; vgl. Hertz, Ges. Werke 2, 293, Anm. 26.

desselben verschoben wurde. Hieraus ergibt sich der Brechungsexponent des Asphaltes (für die verwendeten Wellen von 60 cm Länge) gleich 1,69. Der optische Brechungsexponent pechartiger Substanzen beträgt 1,5 bis 1,6.

Die Hertzsche Entdeckung elektromagnetischer Wellen im reinen Dielektrikum bildet eine Bestätigung der Faraday-Maxwellschen Theorie, wie sie so glänzend selten einer Theorie zuteil geworden ist. Doch reicht die Bedeutung dieser Entdeckung weit über die Grenzen des fachphysikalischen Interesses hinaus. Durch jene fehlerhafte Hypothesenbildung, die mathematischen Symbolen ein Scheinleben eingehaucht hatte, war das Dogma der unvermittelten Fernkräfte entstanden, dessen Unbegreiflichkeit dann zu einer Qual des Verstandes geworden war. Aus einem Irrtum der Physiker war das falsche Problem der Philosophen erwachsen: Sind Fernkräfte denkbar? Diese Frage konnte nur durch den Glauben entstehen, Fernkräfte seien wirklich vorhanden. Aber auch nur dann hätte sie Sinn und Berechtigung. Nun hat Hertz gezeigt, daß für das ganze Gebiet der elektromagnetischen Erscheinungen der alte Glaube irrig war. Hier also wenigstens ist jene Frage gegenstandslos geworden. So bleibt denn als letzte der vermeintlichen Fernkräfte, für die der experimentelle Nachweis einer endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit bisher noch fehlt, die Gravitation bestehen, an der zuerst der Begriff der unvermittelten Wirkung in die Ferne sich entwickelt hatte. Möchte die Zeit nicht mehr fern sein, wo die Erfahrung ihn auch hier als verfehlt erweist.

IV. Abschnitt.

Die weitere Entwickelung.

„Der eifrigen und geübten Forscher sind viele; wie könnten wir da anders als hoffnungsvoll den Erfolgen zukünftiger Unternehmungen entgegensehen."

H. Hertz, Schlußworte der Heidelberger Rede (1889).

In ein neues Reich von Tatsachen hatte Hertz den Weg gewiesen. In langen Reihen folgten ihm die Physiker, nach allen Richtungen das Land durchforschend. Die Meldungen über ihre Funde füllen Tausende von Seiten. Nur kurz kann hier davon berichtet werden.

Methoden zur Beobachtung Hertzscher Wellen.

Die Beobachtung der zarten Resonatorfünkchen zwingt zur Arbeit mit geschontem Auge im verdunkelten Raume. Der Wunsch, die Beobachtung der Hertzschen Wellen bequemer zu gestalten, zeitigte alsbald eine größere Anzahl neuer zweckdienlicher Methoden. So wurde die Erwärmung des Drahtes durch die von der Schwingung in ihm erzeugte Joulesche Wärme von H. Rubens und R. Ritter[1]) mit dem Bolometer, von I. Klemenčić[2]) mit dem Thermoelement gemessen, während C. V. Boys[3]) sie mit Hilfe des Kalorimeters nachzuweisen versuchte und W. G. Gregory[4]) einen den Hitzdrahtinstrumenten nachgebildeten Apparat

[1]) Wied. Ann. **40**, 55 (1890) und folgende Bände.

[2]) Klemenčić, Wien. Akad. **99** (1890), oder Wied. Ann. **42**, 416 (1891), vgl. auch P. Lebedews Vakuumthermoelemente; Ann. d. Phys. **9**, 209 (1902).

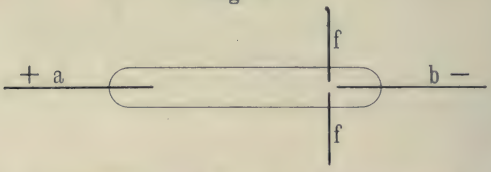
[3]) C. V. Boys, Phil. Mag. **31**, 44 (1891); s. auch F. Harms, Ann. d. Phys. **5**, 565 (1901).

[4]) Gregory, Science **14**, 149 (1889).

benutzte. Diese Methoden ergeben, ähnlich dem Hertzschen Apparate zur Untersuchung der mechanischen Wirkungen elektrischer Drahtwellen (S. 89, 91), Mittelwerte der Intensität der Schwingungen (S. 91).

Die elektrische Entladung in verdünnten Gasen wurde zum Nachweis elektrischer Schwingungen und Wellen von E. Lecher [1]) in seiner oben erwähnten Arbeit (S. 89) über elektrische Resonanzerscheinungen verwendet, indem er quer über die sekundären Drähte gelegte Geißlersche Röhren oder auch elektrodenlose und mit verdünntem Stickstoff und Terpentindampf gefüllte Röhren längs der sekundären Leitung verschob. Die Röhren leuchten an den elektrischen Bäuchen der Lecherschen Anordnung, bleiben aber an den Knoten dunkel. Dieser Versuch eignet sich auch vorzüglich zu Demonstrationszwecken. Dragoumis [2]) benutzte

Fig. 61.



ebenfalls Geißlersche Röhren zur Untersuchung Hertzscher Schwingungen. J. A. Fleming [3]) bezeichnet Röhren mit Neonfüllung, E. Dorn [4]) Heliumröhren als sehr geeignet zum Nachweise schneller elektrischer Oszillationen. Eine glänzende, allerdings etwas umständlichere und kostspielige Demonstrationsmethode hat L. Zehnder [5]) angegeben. In einem Glasrohre (Fig. 61) ist die sekundäre Hertzsche Funkenstrecke (*ff*) eingeschmolzen. Die Luft ist so weit verdünnt, daß statt der Fünkchen Glimmentladung auftritt, in deren Bereich die eine Elektrode eines zweiten Elektrodenpaares (*ab*) hineinragt. Dieses ist mit einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie von solcher Potentialdifferenz verbunden, daß ihre helle Entladung erst durch das Auftreten des Glimmlichtes an der Hertzschen Funkenstrecke ausgelöst wird.

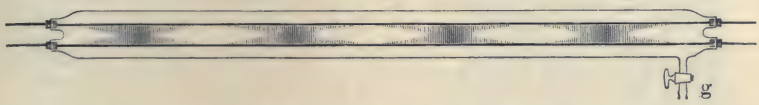
---

[1]) Lecher, Wien. Akad. **99** (1890) u. Wied. Ann. **41**, 850 (1890).
[2]) Dragoumis, Nature **39**, 548 (1889).
[3]) J. A. Fleming, Phil. Mag. **8** (6), 419 (1904).
[4]) E. Dorn, Ann. d. Phys. **16**, 784 (1905).
[5]) Zehnder, Wied. Ann. **47**, 77 (1892).

Arons [1]) schmilzt das sekundäre Lechersche Drahtsystem direkt in ein langes evakuiertes Glasrohr ein; an den Bäuchen der stehenden Wellen entsteht leuchtende Entladung zwischen den Drähten, während die Knoten dunkel bleiben (Fig. 62).

R. Ritter [2]) gelang es, durch die Fünkchen im Hertzschen Empfängerspiegel Zuckungen eines Froschschenkels hervorzurufen. Die Fünkchen sind auch imstande, Knallgas zur Explosion zu bringen, wodurch sie einem großen Hörerkreise bemerkbar gemacht werden können, wie E. Lecher [3]) und W. Lucas und J. A. Garett [4]) gezeigt haben. L. Boltzmann [5]) verbindet die Spitze der Funkenstrecke im Hertzschen Empfängerspiegel mit dem einen Pole einer Batterie (von 200 Volt), die Kugel mit einem Goldblattelektroskop. Durch die Fünkchen zwischen Spitze und Kugel wird das Elektroskop mit der Batterie leitend verbunden und geladen. Eine zweckmäßige Kombination der Metho-

Fig. 62.



den von Zehnder und Boltzmann hat P. Drude [6]) angegeben und vielfach verwendet [7]). Fig. 63 (l. c., S. 643) gibt eine Skizze der Aufstellung. Die Hertzsche Funkenstrecke gg und die Elektrode h sind in ein evakuiertes Rohr (R) eingeschmolzen; h steht mit der Kugel des Elektroskopes M und der Ritterschen [8]) Trockensäule (Z) in Verbindung, durch die es geladen wird; Entladung bei gg entladet das Elektroskop über sk zur Erde, das sich dann wieder durch Z ladet. Die Bewegung der Blättchen läßt sich durch Projektion weithin sichtbar machen.

---

[1]) Arons, Wied. Ann. **45**, 553 (1892).
[2]) R. Ritter, Wied. Ann. **40**, 53 (1890).
[3]) E. Lecher, l. c.
[4]) Lucas u. Garett, Phil. Mag. **33**, 299 (1892).
[5]) L. Boltzmann, Wied. Ann. **40**, 399 (1890).
[6]) P. Drude, Wied. Ann. **52**, 499 (1894).
[7]) z. B. l. c. **55**, 633 (1895).
[8]) J. W. Ritter (1801); oft fälschlich Zambonisäule genannt; vgl. W. Ostwald, Abhandlungen und Vorträge, Veit u. Co. (1904), S. 377.

A. Righi[1]) legt die Lecherschen Drähte auf eine mit Zinkfeilicht bestreute Platte. Das Funkenspiel zwischen den Spänen, das an den Bäuchen stattfindet, ist mehrere Meter weit sichtbar. Daß ähnlich wie bei der Anordnung von L. Arons (s. oben) auch in Luft von normalem Drucke bei Verwendung dünner Sekundärdrähte eine leuchtende Entladung an den Schwingungsbäuchen die stehenden Wellen im verdunkelten Zimmer erkennen läßt, zeigte B. E. Moore[2]). Desselben Mittels bediente sich W. D. Coolidge[3]). Durch fluoreszierende Substanzen, die vom Lichte der an den Schwingungsbäuchen stattfindenden Entladung zum Leuchten gebracht werden, an den Knotenstellen aber dunkel bleiben (Chininsulfat, Ba-Pt-Cyanür, Uranglas), kann diese Erscheinung nach K. Schaum und F. A. Schulze[4]) besser sichtbar gemacht werden. In

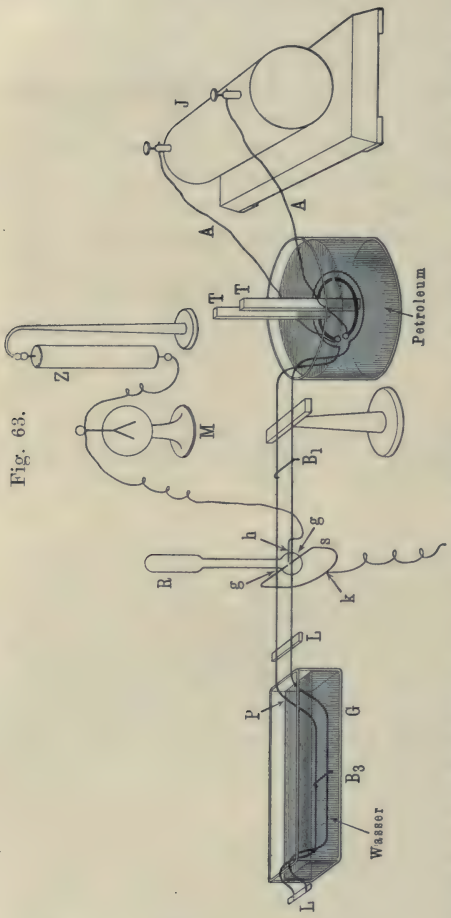
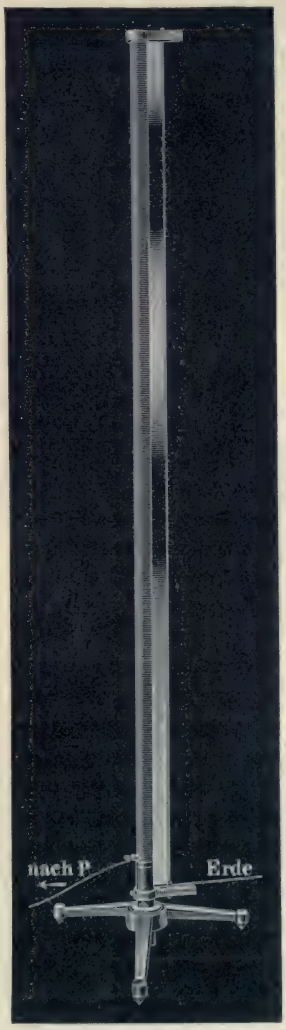


Fig. 63.

[1]) Righi, Rend. Acc. Bologna (1898).
[2]) Moore, Phys. Rev. 4 (1896).
[3]) Coolidge, Naturw. Rundschau 13 (1898); Wied. Ann. 67, 578 (1899).
[4]) Schaum u. Schulze, Ann. d. Phys. 13, 422 (1904).

besonders glänzender Weise gestattet die Methode der leuchtenden Drähte in der von G. Seibt[1]) angegebenen Versuchsanordnung das Auftreten stehender elektrischer Wellen an Drähten und den Einfluß der Resonanz auf deren scharfe Ausbildung einem größeren Auditorium vorzuführen. Die Schwingungen werden durch die Entladungen von Leidener Flaschen erzeugt; ihre Schwingungsdauer läßt sich in weiten Grenzen durch kontinuierliche Abstufung des Selbstinduktionskoeffizienten des Schließungsdrahtes verändern. Mit dem Erreger P ist, ähnlich wie das Rechteck in Fig. 36, ein zur Spule gewundener Draht verbunden (Fig. 64). Parallel der Spule ist, isoliert von ihr, ein zur Erde abgeleiteter dünner Draht gespannt. Bei passend regulierter Periode des Erregers entstehen an der Spule stehende (elektrische) Wellen, von deren Bäuchen Büschelentladungen gegen den Draht übergehen. Die verhältnismäßig große Kapazität der Leidener Flaschen hat eine große Schwingungsdauer des Erregers zur Folge. Derselbe Umstand bedingt aber auch (S. 18), daß große Energiemengen in Tätigkeit kommen und daher die Leuchtwirkung der Entladungen größer ist, als bei Verwendung kleiner Kondensatoren und schnellerer Schwingungen. Die entsprechenden Wellenlängen wären zu groß, um bei gerade gespanntem Drahte innerhalb eines

Fig. 64.

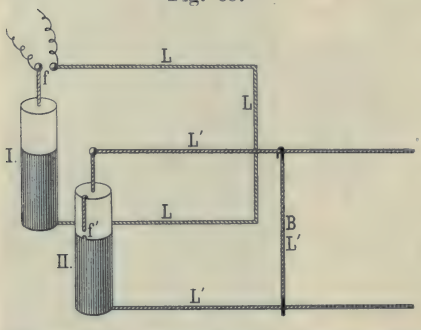


[1]) Seibt, Elektrotechn. Zeitschr. **23**, 409 (1902); ibid. **24**, 105 (1903).

Zimmers vorgezeigt zu werden. Durch das Aufspulen des Drahtes bleibt, wie schon Hertz [1]) gezeigt hat, die Wellenlänge längs des Drahtes fast unverändert und erscheint daher, wie es in der Seibtschen Anordnung geschieht, längs der Spulenachse gemessen verkürzt.

Ähnliche Bemerkungen bezüglich der Schwingungsdauer und der Helligkeit der sekundären Lichterscheinung gelten für folgenden von O. Lodge [2]) angegebenen eleganten Demonstrationsversuch über elektrische Resonanz (Fig. 65). Die Belege der nahezu gleichen Leidener Flaschen I und II sind je durch eine Drahtschleife L, L' verbunden, L' ist mit Hilfe des Schleifbügels B veränderlich. f und f' sind Funkenstrecken. I wird z. B. mit Hilfe eines Induktoriums betrieben und entladet sich dann oszillatorisch durch fL. Durch Verschieben von B wird II mit I in Resonanz gebracht, was durch Auftreten kräftiger Funken bei f' angezeigt wird. Schon kleine Verrückungen von B aus der Resonanzstellung nach einer oder der anderen Seite bringen das Funkenspiel bei f' zum Verschwinden.

Fig. 65.



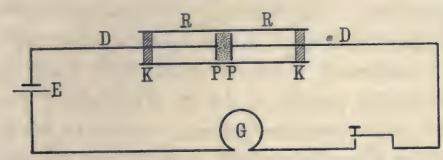
An Empfindlichkeit werden die bisher beschriebenen Methoden jedoch bei weitem von drei anderen Hilfsmitteln übertroffen: den Radiokonduktoren (auch Frittröhren oder Kohärer genannt), dem magnetischen Wellendetektor und dem elektrolytischen Wellenanzeiger.

Das Prinzip der Radiokonduktoren ergibt sich aus folgendem leicht ausführbaren Versuch: An zwei Drähte D (Fig. 66) werden Kupferplättchen P (Heller- oder Pfennigstücke) angelötet und in Korken K verschiebbar in ein Glasröhrchen R gebracht. In den Zwischenraum der Platten P bringt man eine Anzahl blau-

[1]) Hertz, Ges. Werke **2**, 169.
[2]) Lodge, Nature **41**, 368 (1890).

angelassener Eisenschräubchen oder Eisenfeilspäne. Diese Vorrichtung — der Kohärer — wird, wie in der Figur, in den Stromkreis eines galvanischen Elementes (E) mit einem Galvanometer oder einer elektrischen Klingel (G) eingeschaltet. Der Widerstand (S. 25) der leicht aneinander gepreßten Schräubchen oder des Metallpulvers ist so groß (mehrere 100 bis 1000 Ohm), daß nur ein minimaler Strom das Galvanometer durchfließt — (die Klingel schweigt). Wird nun in einiger Entfernung von dieser Anordnung eine Leidener Flasche oder ein Hertzscher Primärkreis entladen (auch das Funkenspiel eines elektrischen Gasanzünders ist zweckdienlich [1]), so zeigt sich im gleichen Momente ein starker Ausschlag am Galvanometer (bzw. die Glocke beginnt zu läuten): ein

Fig. 66.



Anzeichen dafür, daß der Widerstand des Kohärers durch die ihn treffenden elektrischen Wellen auf wenige Ohm herabgesetzt wurde. Diese Widerstandsverminderung bleibt dauernd bestehen, auch nachdem ihre erzeugende Ursache, die Wellen, zu wirken aufgehört hat. Ein leichtes Klopfen gegen die Glasröhre aber bringt den Widerstand des Kohärers auf seinen hohen Anfangswert zurück, und der Apparat ist zur Wiederholung des Versuches bereit. Dies Klopfen kann natürlich zweckmäßig durch einen in den gleichen Stromkreis eingefügten elektromagnetischen Klöppel besorgt werden, wodurch der Kohärer automatisch in seinen Anfangszustand versetzt wird, sobald die erregenden Wellen aufhören [2]). Auch kann statt des Galvanometers oder der Klingel der Schreibstift eines Morse-Empfangsapparates in Tätigkeit gesetzt werden und die eintreffenden Wellen registrieren.

Widerstandsänderungen von Metallpulvern der geschilderten Art waren im Laufe der Zeit öfters gefunden, jedoch wenig beachtet

---

[1]) O. Lodge, The work of Hertz, p. 22. London (1894). V. v. Lang, Wien. Akad. **104** (1895) u. Wied. Ann. **57**, 34 (1896).

[2]) Popoff ref. in Fortschr. d. Physik **2**, 387 (1896).

und wieder vergessen worden. Die Geschichte des Kohärers und seiner modernen Entwickelung bildet eine umfangreiche Literatur, auf die im einzelnen hier nicht eingegangen werden kann [1]). Die Neuentdeckung und systematisch durchgeführte Erforschung der Eigenschaften des Kohärers durch E. Branly [2]) hat wohl in erster Reihe die Verwendung dieses merkwürdigen und in seiner Wirkungsweise auch heute noch nicht völlig verstandenen Instrumentes in Wissenschaft und Praxis angebahnt. O. Lodge, den gleichgerichtete Bestrebungen gleichzeitig mit Branly zu ähnlichen Beobachtungen geführt hatten, sucht die Widerstandsverminderung durch zarte, von den auftreffenden Wellen erzeugte Fünkchen zu erklären, wodurch die Metallpartikel sich aneinanderschweißen und so die metallische Verbindung herstellen. Dem steht die Tatsache gegenüber, daß Branly Radiokonduktoren gefunden hat, deren Widerstand sich durch Bestrahlung mit elektrischen Wellen nicht verkleinert, sondern erhöht [3]). Auch hat Branly [4]) Substanzen ausfindig gemacht, deren Widerstand durch das Auftreffen der Wellen nur vorübergehend verändert wird, die also die Anwendung eines Klopfapparates entbehrlich machen. Den von Branly studierten Erscheinungen verwandt sind die von E. Aschkinass [5]) gefundenen Widerstandsänderungen von Stanniolstreifen. Von der großen Bedeutung, die der Kohärer im Dienste der Zeichenvermittelung durch elektromagnetische Wellen auf große Distanzen erlangt hat, soll später die Rede sein (S. 145 ff.).

Bei dem magnetischen Wellendetektor von E. Rutherford [6]) wird der Empfänger (Resonator-) draht teilweise spulenförmig aufgewickelt. In der Achse der Spule befindet sich ein permanenter Magnet, dessen Stärke (magnetisches Moment) unter dem Einflusse der den Draht umspielenden Schwingungen dauernd

---

[1]) Ausführliche Darstellungen dieses interessanten Gebietes finden sich z. B. in den Rapports présentés au Congrès international de Physique réuni à Paris 1900, Tome II [p. 307 ff. Autor A. Righi, p. 325 ff. Autor E. Branly], in „Die Telegraphie ohne Draht" von A. Righi und B. Dessau, Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig (1903), S. 199 bis 234, bei O. Lodge, Electrician, 12. Nov. 1897.

[2]) E. Branly, vgl. z. B. l. c.

[3]) Branly, Bull. des séances de la soc. franç. de phys. (1891).

[4]) Branly, Compt. rend. **125** (1897).

[5]) Aschkinass, Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin **4**, 103 (1894).

[6]) Rutherford, Proc. Roy. Soc. **60**, 184 (1896).

vermindert wird. Die Veränderung des magnetischen Momentes wird magnetometrisch aus der Ablenkung eines beweglichen Hilfsmagneten ermittelt. Der Detektormagnet muß nach jeder Einwirkung der Wellen frisch magnetisiert werden. Letzteres geschieht bei der von Marconi dem Apparat gegebenen Form automatisch; das Magnetometer ist hier durch ein Telephon ersetzt, das, mit einer zweiten um den Detektor gewundenen Spule verbunden, die plötzlichen Magnetisierungsänderungen akustisch zu beobachten gestattet. Eine Reihe anderer Modifikationen des sehr empfindlichen Rutherfordschen Apparates wurde von R. Arnò und anderen[1]) angegeben. Der magnetische Detektor soll gegenüber den Kohärern den Vorzug größerer Betriebssicherheit besitzen.

Der elektrolytische Wellenanzeiger beruht auf folgender von O. Schlömilch[2]) entdeckten Tatsache. Ein Galvanometer und eine, etwa mit verdünnter Schwefelsäure beschickte, elektrolytische Zelle, deren eine Elektrode aus einem kurzen, äußerst dünnen Platindraht gebildet ist, werden in den Stromkreis eines galvanischen Elementes geschaltet. Treffen elektrische Wellen auf diese Anordnung (durch Zustrahlung oder Zuleitung längs eines Drahtes), so wird die Zelle teilweise depolarisiert, was in einem stärkeren Ausschlage des Galvanometers zum Ausdrucke kommt. Diese scheinbare Widerstandsverminderung verschwindet nahezu gleichzeitig mit dem Aufhören der erregenden Wellen[3]).

Die elektromagnetischen Wellen und die Optik.

a) Längste Wärme- und kürzeste elektrische Wellen.

Im Jahre 1800 hatte J. W. Herschel[4]) gezeigt, daß auch jenseits des roten Endes des sichtbaren Spektrums Strahlen vorhanden sind, die ein empfindliches Thermometer zu erwärmen

[1]) Arnò, Electrician **53**, 269 (1904).

[2]) Schlömilch, Elektrotechn. Zeitschr. **24**, 959 (1903).

[3]) Vgl. M. Reich, Physik. Zeitschr. **5**, 338 (1904). V. Rothmund und A. Lessing, Ann. d. Phys. **15**, 193 (1904). M. Dieckmann, Physik. Zeitschr., August 1904. Lee de Forest, Electrician, Nov. 4, p. 94 (1904). W. Nernst und F. v. Lerch, Ann. d. Phys. **15**, 836 (1904).

[4]) Vgl. H. Rubens, Le spectre infrarouge, Rapp. au Congrès intern. de Phys. Paris 1900, II, p. 141—174.

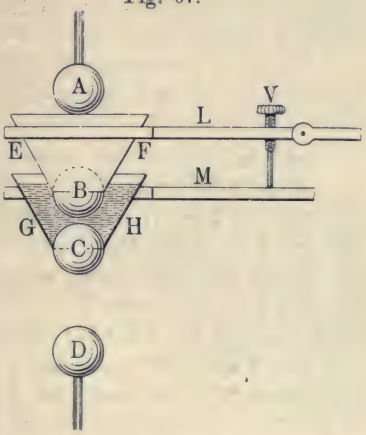
vermögen. Doch dauerte es trotz zahlreicher, besonders von Seebeck und Melloni ausgeführter Untersuchungen über die neuentdeckten Strahlen lange, bis die uns heute selbstverständlich scheinende Überzeugung von der physikalischen Identität und nur physiologischen Verschiedenheit der Wärme- und Lichtstrahlen zum Durchbruche gelangte. Als Ampère (1835) zuerst diese Theorie aufstellte, begegnete er heftigem Widerspruche unter anderem gerade bei Melloni. Erst die Versuche von Fizeau und Foucault (1847) über die Interferenz der Wärmestrahlung und Knoblauchs Arbeiten (1848 bis 1851) brachten Ampères Theorie zum Siege. So hatte man, nicht ohne Kampf gegen den täuschenden Schein der Sinne, die Wärmestrahlen als Lichtstrahlen von großer Wellenlänge erkannt. Jenseits des violetten Endes des Spektrums kamen die kurzwelligen ultravioletten Strahlen hinzu [J. W. Ritter (1801)]. Durch die Hertzschen Versuche im Vereine mit Maxwells Theorie waren nun Wärme-, Licht- und ultraviolette Strahlen der höheren Einheit der elektromagnetischen Strahlen untergeordnet worden. Der Beweis hierfür war mit einer an Gewißheit grenzenden Wahrscheinlichkeit geführt. Aber das eben betrachtete Schicksal von Ampères Theorie muß jede weitere experimentelle Stütze auch dieses Beweises als wichtig und willkommen erscheinen lassen. Denn noch fehlte für manchen Versuch mit elektrischen Wellen das Gegenstück auf optischem Gebiete und umgekehrt; noch klaffte zwischen den kürzesten, von Hertz gemessenen elektrischen Wellen — von 60 cm Wellenlänge — und den längsten damals bekannten Wärmewellen von $\lambda = 0{,}007$ mm (P. Desains und P. Curie[1]) die ungeheuere Lücke von — akustisch gesprochen — fast 17 Oktaven. Große Fortschritte in der Ausfüllung dieser Kluft sind seither von elektrischer und optischer Seite her gemacht worden.

Durch immer weitergehende Verkleinerung der Abmessungen des Erregers gelang es, der Erwartung gemäß, immer kürzere elektromagnetische Wellen zu erzeugen. O. Lodge[2]) und A. Righi[3]) schritten auf diesem Wege voran, und letzterer kam bald bis zu Wellenlängen von 2,6 cm. Fig. 67 zeigt eine Form der von Righi benutzten Erreger in natürlicher Größe. Zwei in

[1]) Desains u. Curie, Compt. rend. **90**, 1506 (1880).
[2]) O. Lodge, Nature **41**, 462 (1890).
[3]) Righi, Acc. d. Lincei (5) **2**, (1893).

abgesprengte Glastrichter gekittete Metallkugeln B und C bilden den eigentlichen Erreger. Nach dem zuerst von E. Sarasin und L. de la Rive[1]) angegebenen Verfahren springt der Funke zwischen ihnen statt in Luft, in Öl über. Die hierzu erforderliche höhere Potentialdifferenz bewirkt eine größere Intensität der Schwingung. Auch wird hierdurch die Wirksamkeit des auslösenden Funkens etwas regelmäßiger gestaltet, als bei Verwendung einer Luftfunkenstrecke. Daß die Beschaffenheit des die Schwingung auslösenden Funkens überhaupt von großer Wichtigkeit für das gute Gelingen der Hertzschen Versuche ist, ist leicht begreiflich. Auch bei der Geige ist es ja nicht gleichgültig, wie der Bogen geführt, bei der Flöte nicht, wie sie geblasen wird. Hier macht Übung den Meister, aber es gibt bisher kein Mittel, um die Funken dauernd und gleichmäßig wirksam zu erhalten, ein Übelstand, der besonders bei quantitativen Messungen außerordentlich störend empfunden wird[2]). A und D sind mit den Polen eines Induktoriums verbunden; ist dieses in Gang, so treten zwischen A und B, B und C, C und D Funken auf. Doch ist an der Erzeugung der Schwingungen nur der Funke BC beteiligt, wie besondere Versuche gezeigt haben. Mit den so erregten kurzen Wellen konnte Righi die Hertzschen Spiegelversuche unter entsprechender Verkleinerung sämtlicher Apparate wiederholen. Als Resonatoren verwendet Righi etwa 2 mm breite Silberspiegelglasstreifen von passender Länge, deren Belag in der Mitte durch einen Querstrich mit einem Gravierdiamanten entfernt wird. Dieser einige Tausendstel Millimeter breite Zwischenraum bildet die Funkenstrecke. Durch

Fig. 67.



[1]) Sarasin u. de la Rive, Arch. des scienc. phys. et nat. **28**, 306 (1892); vgl. auch H. Bauernberger, Wien. Akad. **102**, 782 (1893).

[2]) Über die Vorteile von Zinkelektroden vgl. F. Himstedt, Wied. Ann. **52**, 473 (1894). P. Drude, Ann. d. Phys. **15**, 747 (1904).

weitere Verkleinerung der Dimensionen der Righischen Erreger gelang es P. Lebedew[1]), elektromagnetische Wellen von 6 mm Wellenlänge, A. Lampa[2]) solche von 4 mm herzustellen. Hiermit scheint die Grenze des auf diesem Wege Erzielbaren erreicht zu sein.

Von der optischen Seite her glückte die Ausdehnung des Wärmespektrums in das Bereich der größeren Wellenlängen H. Rubens und E. F. Nichols[3]) unter Anwendung äußerst sinnreicher Methoden, auf deren Beschreibung hier leider verzichtet werden muß. Die längste von Rubens und Aschkinass[4]) beobachtete Wärmewelle mißt 0,061 mm. So sind denn die Wärmestrahlen und Hertzschen Wellen einander bis auf etwa sechs Oktaven nahegerückt.

Unsere gegenwärtige Kenntnis des gesamten elektromagnetischen Spektrums läßt sich demnach in folgender Weise zusammenfassen:

Ultraviolettes Licht, etwa zwei Oktaven, kürzeste Wellenlänge 0,0001 mm[5]).

Sichtbares Licht, etwa eine Oktave, von $\lambda = 0{,}000\,330$ mm, bis $\lambda = 0{,}000\,683$ mm[6]).

Ultrarote Strahlen, etwa sechs Oktaven, von $\lambda = 0{,}000\,683$ mm, bis $\lambda = 0{,}061$ mm[7]).

Bisher nicht beobachtete Wellenlängen, etwa sechs Oktaven, von $\lambda = 0{,}061$ mm[7]) bis $\lambda = 4$ mm.

Hertzsche Wellen von $\lambda = 4$ mm[8]) bis $\lambda = \infty$ (Gleichstrom).

b) Nachahmung optischer Versuche mit Hertzschen Wellen.

Außer den von Hertz selbst beschriebenen Versuchen (siehe oben) ist es den Bemühungen einer größeren Anzahl von

---

[1]) P. Lebedew, Wied. Ann. **56**, 1 (1895).
[2]) A. Lampa, Wien. Akad. **105**, 1049 (1896).
[3]) Rubens u. Nichols, Wied. Ann. **60**, 418 (1897).
[4]) Rubens u. Aschkinass, Wied. Ann. **65**, 241 (1898).
[5]) V. Schumann, Wien. Akad. **102**, 415 u. 625 (1893).
[6]) Die Grenzen individuell verschieden; vgl. z. B. Müller-Pouillets Lehrb. d. Phys. (IX. Aufl. von L. Pfaundler), **2**, I, 340.
[7]) Rubens u. Aschkinass, l. c.
[8]) Lampa, l. c.

Forschern gelungen, nahezu alle wichtigeren optischen Experimente mit Hilfe elektrischer Wellen nachzuahmen. Die Brechung und Konzentration der elektrischen Strahlen durch große Linsen zeigten O. Lodge und Howard[1]). Interferenzerscheinungen mit einer der Fresnelschen Spiegelmethode analogen Anordnung haben L. Boltzmann[2]), später auch I. Klemenčić und P. Czermak[3]) und L. Zehnder[4]) untersucht. Durch Beobachtung der Reflexion von elektromagnetischen Strahlen an Schwefelplatten unter verschiedenen Einfallswinkeln und bei verschiedener Lage der elektrischen Schwingungsrichtung des Strahles gegen die Einfallsebene zeigte I. Klemenčić[5]), daß die elektrischen Schwingungen des Strahles senkrecht zur Polarisationsebene erfolgen (S. 70, 125) und daß der Polarisationswinkel für elektrische und optische Strahlen bei Schwefel derselbe und gleich 63° ist.

Wie schon Hertz (S. 103, 104) gezeigt hatte, reagiert sein geradliniger Empfänger nur auf Strahlen, deren elektrische Schwingungen der Längsrichtung des Empfängers parallel sind. Er eignet sich daher, um die Strahlrichtung als Achse gedreht, als Analysator des Polarisationszustandes elektromagnetischer Strahlen. L. Zehnder[6]) erzeugte nun durch Reflexion des linear polarisierten Hertzschen Strahles (S. 103) an zwei in variabler Distanz hintereinander angeordneten Hertzschen Gittern mit senkrecht gekreuzten, gegen die elektrischen Schwingungen des Strahles unter 45° geneigten Drahtrichtungen zirkular und elliptisch polarisierte elektromagnetische Strahlen, durch Interferenz der an den beiden Gittern reflektierten, senkrecht zueinander linear polarisierten Komponenten von entsprechendem Gangunterschiede (0 bis λ). Die Analyse des Strahles geschah in der eben angedeuteten Weise mit Hilfe des geradlinigen Hertzschen Empfängers.

In derselben Art wies A. Righi[7]) zirkulare und elliptische Polarisation elektrischer Strahlen beim Durchgang durch parallel zur Faser geschnittene Tannenholzplatten, und daher die Doppel-

---

[1]) Lodge u. Howard, Phil. Mag. **27**, 48 (1889).
[2]) L. Boltzmann, Wied. Ann. **40**, 399 (1890).
[3]) Klemenčić u. Czermak, Wien. Akad. **101**, 935 (1892).
[4]) L. Zehnder, Wied. Ann. **49**, 549 (1893).
[5]) Klemenčić, Wien. Akad. **100**, 109.
[6]) Zehnder, Wied. Ann. **53**, 505 (1894).
[7]) Righi, Mem. R. Acc. di Bologna (5) **4**, 387 (1894).

brechung des Holzes für elektrische Strahlen nach. Er fand dabei die dem optischen Verhalten des Turmalins analoge Erscheinung, daß die elektrischen Strahlen vom Holze verschieden stark absorbiert werden, je nachdem ihre elektrischen Schwingungen parallel oder senkrecht zur Faser erfolgen. Die Doppelbrechung des Holzes studierte auch K. Mack[1]), während die Doppelbrechung elektromagnetischer Strahlen in Kristallen von A. Garbasso[2]), P. Lebedew[3]) und J. C. Bose[4]) untersucht wurde, welch letzterer u. a. auch zeigte, daß linear polarisierte Strahlen beim Durchgange durch ein Bündel gedrillter Jutefasern, ähnlich wie linear polarisiertes Licht in einem Quarzkristall oder in einer Zuckerlösung, eine Drehung der Polarisationsebene erleiden. Durch passende gitterförmige Schichtung isotroper Bestandteile (Backsteine) stellte F. Braun[5]) auf künstlichem Wege für Hertzsche Wellen doppelbrechende Aggregate her.

Das Vorhandensein von Beugung konnte schon Hertz aus der unscharfen Begrenzung der elektrischen Strahlen erschließen (S. 101, Anm.). Mit den in der Optik gebräuchlichen Mitteln (Durchgang der Strahlen durch Spalten und Gitter) wurde diese Klasse von Erscheinungen u. a. von Righi, Lebedew, J. C. Bose und Lampa untersucht.

Die optischen Strahlen[6]) zeigen bei ihrer Ausbreitung im stofferfüllten Raume meist ein von ihrer Schwingungsdauer (Farbe) abhängiges Verhalten: so z. B. hinsichtlich ihrer Fortpflanzungsgeschwindigkeit (und daher des Brechungsexponenten, S. 71), der Absorbierbarkeit, der Drehung der Polarisationsebene. Diese Abhängigkeit der verschiedenen Eigenschaften von der Farbe bezeichnet man als deren Dispersion in dem betreffenden Medium. Zur Erklärung dieser Erscheinungen, von denen die prismatische Farbenzerstreuung wohl die bekannteste ist, macht man die schon S. 103 erwähnte Hypothese, daß gegenüber den hier in Betracht kommenden kleinen Wellenlängen die Materie nicht mehr als strukturlos betrachtet werden kann. Als Folge hiervon erscheint dann

---

[1]) K. Mack, Wied. Ann. **54**, 342 (1895).
[2]) A. Garbasso, Atti d. R. Acc. di Torino **30** (1895).
[3]) P. Lebedew, Wied. Ann. **56**, 1 (1895).
[4]) J. C. Bose, Naturw. Rundschau 1896, S. 191.
[5]) F. Braun, Phys. Zeitschr. **5**, 199 bis 203 (1904).
[6]) d. h. Wärme-, Licht- und ultravioletten Strahlen.

die Tatsache, daß im allgemeinen Wellen rascherer Periode sich langsamer fortpflanzen (also stärker gebrochen werden, S. 70) als solche von größerer Schwingungsdauer. Dies Verhalten bezeichnet man als normale Dispersion. Nimmt man insbesondere in den verschiedenen Stoffen das Vorhandensein von Komplexen an, die für Wellen von bestimmter Periode als Resonatoren wirken, so erscheint es verständlich, daß gerade diese Wellen und jene der benachbarten Perioden von diesen Resonatoren aufgefangen werden und daher eine starke Absorption erfahren, sowie daß hierdurch auch ihre Fortpflanzungsgeschwindigkeit in besonderer Weise beeinflußt wird. So hat der Brechungsexponent für die von Quarz stark absorbierten Wärmestrahlen von 56 μ (0,056 mm) Wellenlänge nach H. Rubens und E. Aschkinass[1]) bei Quarz den Wert 2,18; sie finden sich also in dem von einem Quarzprisma entworfenen Spektrum jenseits des violetten Endes, für das der Brechungsexponent = 1,56 ist. In der Nähe solcher Gebiete auswählender Absorption ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit (Brechungsexponent) in besonders hohem Grade mit der Periode der Wellen veränderlich, ja es kann dort sogar der kürzeren Schwingungsdauer eine raschere Fortpflanzung als der längeren Periode zukommen [anomale Dispersion, z. B. der Anilinfarbstoffe, Le Roux (1862), Christiansen, Kundt]. Für jeden Stoff, der überhaupt Dispersion zeigt, muß es also wenigstens ein Gebiet von Schwingungsdauern geben, für das auswählende Absorption und anomale Dispersion auftritt. Außer und neben dieser auf Resonanzerscheinungen zurückführbaren auswählenden Absorption ist in jenen Stoffen, die keine vollkommenen Isolatoren sind, für alle τ die schon früher (S. 73) besprochene Absorption infolge elektrischer Leitfähigkeit vorhanden. Die Erscheinung der auswählenden Absorption konnte A. Garbasso[2]) mit Hertzschen Strahlen nachahmen, indem er in deren Gang Systeme von Resonatoren brachte, die auf die Schwingung des Primärleiters abgestimmt waren. In diesem Falle erloschen die Funken im Empfängerspiegel, was nicht der Fall war, wenn Resonatoren von anderer Periode in den Strahlen-

[1]) Rubens u. Aschkinass, Wied. Ann. 67, 459 (1899).

[2]) A. Garbasso, Atti Acc. di Torino 28 (1893), auch Journ. de phys. (1893).

gang eingefügt wurden. A. Garbasso und E. Aschkinass[1]) gelang es dann auch mit Hilfe prismatisch angeordneter Resonatoren (Stanniolstreifensysteme auf passend zusammengestellten Glasplatten) die Dispersion des Brechungsexponenten Hertzscher Strahlen von verschiedener Wellenlänge nachzuweisen.

Aber nicht nur solche künstlich hergestellten Medien, sondern auch viele natürliche Substanzen, die man den verhältnismäßig langsamen Hertzschen Schwingungen gegenüber von vornherein als strukturlos und daher dispersionsfrei anzusehen geneigt sein dürfte, zeigen — gegen die Erwartung — die Erscheinungen der Dispersion und anomalen Absorption Hertzscher Wellen. Dies ergibt sich aus einer Reihe von Beobachtungen, die von verschiedenen Forschern nach verschiedenen Methoden angestellt wurden, und die einander teilweise ergänzen. Zuerst zeigten L. Graetz und L. Fomm[2]) anomale Dispersion der Dielektrizitätskonstante (die durch die Maxwellsche Beziehung, S. 71, mit dem Brechungsexponenten verknüpft ist) bei Jodblei und Bromblei und besonders deutlich bei Beryll, indem sie die genannte Größe für verschieden rasche Schwingungen nach einer Methode bestimmten, die hier nicht näher besprochen werden soll. Ausgedehnte Versuche mit elektrischen Drahtwellen sehr verschiedener Perioden führten dann P. Drude[3]) bei einer großen Zahl von festen und flüssigen Substanzen zum Nachweise anomaler Dispersion und auswählender Absorption. Auch die von A. Righi, P. Lebedew, A. Lampa mit elektrischen Strahlen von verschiedener Wellenlänge nach der Prismenmethode (S. 105) beobachteten Brechungsexponenten ergaben für viele Stoffe Dispersion und auswählende Absorption.

c) Optische Analogien von Versuchen mit Hertzschen Wellen.

Von optischer Seite her haben H. E. J. G. du Bois[4]) und H. E. J. G. du Bois und H. Rubens[5]) den Hertzschen Gitter-

[1]) A. Garbasso u. E. Aschkinass, Wied. Ann. **53**, 534 (1894).
[2]) Graetz und Fomm, Münch. Sitzber. S. 189 bis 206 (1894); Wied. Ann. **54**, 626 (1895).
[3]) Drude, Wied. Ann. **54**, 352 (1895).
[4]) du Bois, Wied. Ann. **46**, 542 (1892).
[5]) du Bois und Rubens, Berl. Akad. 1129 (1892); Wied. Ann. **49**, 593 (1893).

versuch nachgeahmt. Sie untersuchten die Durchlässigkeit von Drahtgittern aus 0,025 mm starken Pt-, Cu-, Fe-, Au-, Ag-Drähten von 0,025 mm Drahtdistanz für linear polarisierte Licht- und Wärmestrahlen, deren Polarisationsebene parallel oder senkrecht zur Drahtrichtung stand. „Solange die Wellenlänge einen bestimmten (soweit unsere Versuche reichen, von der Öffnungsbreite [des Gitters] unabhängigen, dagegen für das Metall charakteristischen) Wert nicht überschreitet, läßt das Gitter einen größeren Bruchteil der auffallenden Strahlung hindurch, wenn der elektrische Vektor (die elektrische Schwingung) der Drahtrichtung parallel liegt; für größere Werte der Wellenlänge überwiegt dagegen die Durchlässigkeit, wenn der magnetische Vektor diese Vorzugsrichtung besitzt“ (l. c., S. 632). Die charakteristischen Werte der Wellenlänge betragen (l. c., S. 608) z. B. für Pt 0,0019 mm, für Cu 0,0031 mm.

Die oben erwähnten Versuche von Garbasso [1]) finden ihr optisches Gegenstück in den Experimenten von H. Rubens und E. F. Nichols [2]) (l. c., S. 456). Mit Hilfe der Teilmaschine wurden in Silberschichten, die auf Glasplatten niedergeschlagen waren, je zwei einander senkrecht kreuzende Systeme paralleler Striche gezogen und der Silberbelag hierdurch in eine entsprechende Anzahl von 5 μ [3]) breiten und 6,5 μ (I), 12,4 μ (II), 18 μ (III), 24,4 μ (IV) und etwa 144000 μ (V) langen Resonatoren geteilt. Das Reflexionsvermögen der Resonatorenplatten I und III für Wärmestrahlen von etwa 24 μ Wellenlänge war bedeutend schwächer als jenes der Platte II, IV, V (22,7 bzw. 32,9 Proz. gegenüber 54,5, 50,2, 78,4 Proz.), wenn die elektrische Schwingung der längeren Seite parallel war, während bei senkrechter Lage derselben kaum ein Unterschied der Resonatorplatten vorhanden war.

Die Untersuchungen von R. W. Wood [4]) an Metallniederschlägen und von Ehrenhaft [5]) an kolloidalen Metalllösungen

---

[1]) A. Garbasso, l. c.

[2]) Rubens u. Nichols, Wied. Ann. **60**, 418 (1897). Vgl. auch F. Braun, Ann. d. Phys. **16**, 1, 238 (1905).

[3]) Hier hat μ die Bedeutung von 0,001 mm.

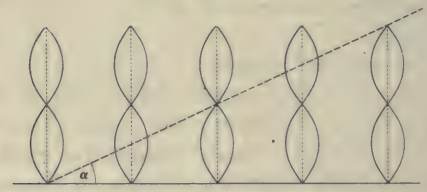
[4]) R. W. Wood, Phil. Mag. (6) **3**, 396; (6) **4**, 425 (1892); (6) **6**, 259 (1903).

[5]) J. Ehrenhaft, Wien. Akad. **112**, 181 (1903).

machen es wahrscheinlich, daß die fein verteilten Metallpartikelchen in ähnlicher Weise wie die Silberplättchen in der eben erwähnten Arbeit Resonatoren für die optischen Wellen bilden. Doch hat Pockels [1]) Bedenken gegen diese Auffassung erhoben. Auch die Ansicht Kossonogoffs [2]), der u. a. die Farbenerscheinungen der Schmetterlingsflügel auf optische Resonanz zurückzuführen sucht, ist nicht unwidersprochen geblieben [3]).

Der Nachweis „stehender Lichtwellen" in Analogie zu den stehenden elektromagnetischen Wellen, die Hertz (S. 96) durch senkrechte Reflexion an einer leitenden Wand erzeugt hatte, gelang O. Wiener [4]). Fällt einfarbiges Licht von der Wellenlänge λ senkrecht auf einen Metallspiegel auf, so kann man erwarten,

Fig. 68.



daß vor dem Spiegel durch Interferenz der ankommenden und reflektierten Strahlen ein System stehender Wellen sich ausbildet. Die Spiegelebene selbst wird für die elektrische Schwingung des Strahles eine Knotenebene sein, die übrigen elektrischen Knotenebenen werden in Abständen von je $\frac{\lambda}{2}$ parallel dem Spiegel liegen. Eine im $\measuredangle \alpha$ (Fig. 68) gegen den Spiegel geneigte Ebene wird also die Knotenebenen in einer Schar paralleler Geraden von gleichen gegenseitigen Abständen schneiden. Ist diese Ebene mit einer gegen die Wellenlänge dünnen photographischen Schicht (0,00002 mm) bedeckt, so wird die lichtempfindliche Substanz an den Knoten der chemischen Wirkung (wenn diese mit den Knoten der elektrischen Schwingung im Strahle zusammenfällt, also in den oben bezeichneten Geraden) keine Veränderung erfahren, wohl aber in

[1]) F. Pockels, Physik. Zeitschr. **5**, 152 (1904).
[2]) J. Kossonogoff, Physik. Zeitschr. **4**, 208, 258 (1903).
[3]) C. Scotti, Nuovo Cim. (5) **7**, 334 (1904); wo auch eine ausführliche Zusammenstellung der einschlägigen Literatur gegeben ist.
[4]) O. Wiener, Wied. Ann. **40**, 203 (1890).

den dazwischen gelegenen Partien und besonders stark an den Bäuchen, die offenbar in der Mitte zwischen je zwei Knotenlinien gelegen sind. Die Versuche ergeben in der Tat, daß das lichtempfindliche Häutchen nach der Entwickelung in einem System paralleler Geraden geschwärzt erscheint an jenen Stellen, deren senkrechte Abstände vom Spiegel bei dem Versuche ein ungerades Vielfache der verwendeten Viertel-Wellenlänge betragen hatten. Aus diesem und einer großen Zahl anderer Versuche mit geänderten Bedingungen, die O. Wiener anstellte, folgt mit einiger Wahrscheinlichkeit, daß die chemische (und wohl auch die Licht-) Wirkung des Strahles von dessen elektrischen Schwingungen ausgeht, während seine magnetische Schwingung vorläufig noch unbekannte Wirkungen besitzt. Von den hier unwesentlichen hypothetischen Grundannahmen über die Natur des Lichtes abgesehen, wird das Verhalten der elektrischen Schwingung aber durch Fresnels Theorie, das der magnetischen Schwingung durch jene Neumanns (S. 70, 74, 119) formal richtig dargestellt. Der alte Streit über die Lage der eigentlichen Lichtschwingung zur Polarisationsebene wäre also hiernach im Sinne Fresnels entschieden [1]).

d) Der Interferenzversuch von V. v. Lang.

Ohne direktes optisches Analogon steht der folgende, von V. v. Lang [2]) herrührende Versuch da: Das Metallrohr CD (Fig. 69) gabelt sich in zwei Teile E, F, die sich wieder in einem Rohre GH vereinigen. Die Länge von E und F ist durch einen posaunenartigen Auszug veränderlich. Vor der Öffnung von C befindet sich ein Righischer Erreger A, am Ende von H ein Kohärer J. Die Vorrichtung erinnert an den bekannten akustischen Interferenzapparat von G. Quincke. Die von A ausgehenden Wellen durchlaufen CD und eilen durch E und F weiter, um sich in GH wieder zu vereinigen. Je nach dem Wegunterschiede verstärken, schwächen oder vernichten die Wellen einander in GH, was in ihrer Wirkung auf den Kohärer J zum Ausdrucke kommt, der mit dem

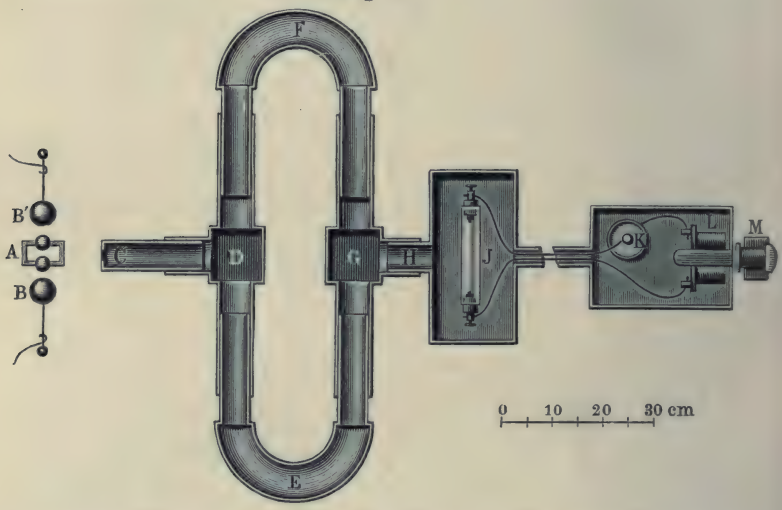
---

[1]) P. Drude, Wied. Ann. **41**, 154 (1890); **48**, 119 (1893); P. Drude und W. Nernst, Wied. Ann. **45**, 465 (1892).

[2]) V. v. Lang, Wien. Akad. **104**, 980 (1895).

Telephon LM in den Stromkreis des Elementes K eingeschaltet ist Die Vorrichtung eignet sich sowohl zur Bestimmung der Wellenlänge, als auch, wenn die Luft in E oder F durch einen anderen Isolator ersetzt wird, zur Messung von Dielektrizitätskonstanten. Da nämlich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit (S. 71) und daher die Wellenlänge (S. 64) in dem betreffenden Dielektrikum im Verhältnisse der Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstante kleiner als in Luft ist, ergibt sich der Wert der

Fig. 69.



Dielektrizitätskonstanten aus dem Vergleich der Wellenlängen in Luft und dem Isolator, die Schwingungen gleicher Periode entsprechen. P. Drude[1]) fand dann, daß die Wellenlängen der in dem v. Langschen Apparate fortgepflanzten Wellen nicht durch die Periode des freischwingenden Erregers A bedingt sind, sondern vom Durchmesser des Rohres C abhängen. Becker[2]) und Weber[3]) führten die experimentelle und theoretische Untersuchung dieser merkwürdigen Erscheinung weiter fort.

---

[1]) P. Drude, Wied. Ann. **65**, 481 (1898).
[2]) A. Becker, Ann. d. Phys. **8**, 22 (1902).
[3]) R. Weber, Ann. d. Phys. **8**, 721 (1902).

e) Spektralanalyse der elektromagnetischen Strahlung.

Die Entsendung von Wellen durch einen Hertzschen Erreger und die Ausstrahlung von Licht und Wärme durch leuchtende Körper erscheinen vom Standpunkte der elektromagnetischen Lichttheorie als physikalisch vollkommen gleichartige Vorgänge. Der Unterschied besteht nur in der verschiedenen Länge der ausgestrahlten Wellen und demgemäß auch in der Größe der als Strahlungsquellen dienenden Gebilde. Auf die Frage nach der Größe jener materiellen Komplexe, die beim Glüh- und Leuchtprozesse Träger der die Strahlung liefernden elektromagnetischen Schwingungen sind, sowie auf die weitere Frage nach der Art der Erregung dieser Schwingungen, soll hier nicht eingegangen werden; denn als Antwort könnten nur Hypothesen vorgebracht werden, deren Darlegung von dem eigentlichen Gegenstande unserer Betrachtungen zu weit ablenken würde [1]). Dagegen sei in bezug auf die zweite der aufgeworfenen Fragen die Tatsache hervorgehoben, daß das Problem der Energiezufuhr zur Erzeugung möglichst langandauernder, schwach gedämpfter Schwingungen bei dem natürlichen Leucht- und Glühprozeß in sehr vollkommener, wenn auch gänzlich unbekannter Weise gelöst ist: denn die Versuche über Interferenzen mit hohen Gangunterschieden [2]) zeigen, daß ein und dasselbe leuchtende Teilchen selbst mehrere Millionen aufeinanderfolgender Schwingungen auszuführen vermag, ohne daß deren Amplitude eine merkliche Verringerung erfährt. Für sehr langsame Perioden bieten die Wechselstrommaschinen (S. 54) und das Duddellsche Verfahren (S. 54 ff.) die Möglichkeit der künstlichen Erzeugung langandauernder elektromagnetischer Schwingungen von konstanter Amplitude. Im Gegensatze dazu erscheint das Verfahren zur Herstellung der kurzen Hertzschen Wellen im höchsten Grade verbesserungsbedürftig: sinkt doch die Ampli-

[1]) Vgl. z. B. H. Ebert, Arch. d. phys. (3) **25**, 489 (1891), ref. Fortschr. d. Phys. **47**, 16 (1891); Wied. Ann. **49**, 651 (1893); F. Richarz, Wied. Ann. **52**, 407 (1894); B. Galitzin, ibid. **56**, 78 (1895) und die Elektronentheorie von H. A. Lorentz (z. B. in Heft 2 dieser Sammlung).

[2]) H. Fizeau, Ann. de chim. et phys. (3) **66**, 429 (1862); F. Lippich, Wien. Akad. **72**, 335 (1875); H. Ebert, Wied. Ann. **34**, 39 (1888); O. Lummer, Verh. d. deutsch. phys. Ges. **3**, 85 (1901); O. Lummer u. E. Gehrke, ibid. **4**, 337 (1902).

tude eines auf die herkömmliche Art betriebenen Hertzschen Erregers schon nach 10 bis 20 Schwingungen auf einen unmerklichen Bruchteil ihres Anfangswertes herab (S. 78, 98).

Die Analyse der Strahlung, die von elektromagnetisch schwingenden Systemen — dies Wort in seiner allgemeinsten Bedeutung genommen — ausgeht, ist in sehr vielen Beziehungen von der größten Wichtigkeit. Die von Kirchhoff und Bunsen begründete Analyse der Strahlung leuchtender Körper — die Spektralanalyse im engeren Sinne — hat neue Gebiete der Forschung erschlossen, auf eine ganze Reihe von Wissenschaften befruchtend gewirkt und ist zu einem in vielen Fällen unersetzlichen Hilfsmittel der Praxis geworden. In theoretischer Richtung knüpft sich an ihre Ergebnisse die allerdings auch heute noch unerfüllte Hoffnung auf ein tieferes Eindringen in die Kenntnis von der Konstitution der Materie. Aber auch die Analyse der Strahlung elektromagnetisch erregter Systeme — die Spektralanalyse im weiteren Sinne — bietet mannigfaches Interesse nicht nur als Prüfstein der Theorie, sondern auch als Wegweiser zum besseren Verständnisse des natürlichen Leuchtprozesses.

Die verschiedenen Methoden der Strahlungsanalyse sind fast alle prinzipiell im ganzen Bereiche des elektromagnetischen Spektrums, von den kürzesten ultravioletten bis zu den längsten Hertzschen Wellen anwendbar. Hinsichtlich der Zweckmäßigkeit aber verdienen in verschiedenen Spektralbezirken verschiedene Methoden den Vorzug. Im Gebiete der eigentlichen optischen Strahlung (Wärme-, Licht- und ultraviolette Wellen) sind das Prisma und das Beugungsgitter die vorzüglichsten Hilfsmittel für deren Zerlegung; zur qualitativen und quantitativen Untersuchung der zerlegten Strahlung dienen in erster Reihe das Auge, das Bolometer, das Thermoelement und die photographische Platte.

Für die Analyse der Strahlung Hertzscher Erreger steht unübertroffen die Untersuchung mit Hilfe von Resonatoren (Hertz) an der Spitze. Zur qualitativen und quantitativen Untersuchung kann, je nach dem verfolgten Zwecke, entweder die maximale Funkenlänge im Resonator verwendet, oder z. B. nach dem Vorgange von V. Bjerknes die Funkenstrecke des Resonators durch ein Hertzsches Elektrometer ersetzt und dessen Ablenkung als Maß für die Stärke der Resonatorschwingungen benutzt werden.

Die Spektralanalyse des einfachen Hertzschen Erregers hat zu einer interessanten Diskussion Veranlassung gegeben, auf die hier kurz eingegangen werden möge. Nach der Thomson-Kirchhoffschen Theorie (S. 52) besitzt jeder Hertzsche Erreger eine bestimmte, berechenbare Schwingungsdauer. E. Sarasin und L. de la Rive[1]) fanden nun, als sie die Hertzschen Versuche über stehende Wellen im Luftraume (S. 96) und an Drähten (S. 84) wiederholten, Erscheinungen, die ihnen mit der Theorie im Widerspruche zu stehen schienen. Wurden nämlich die stehenden Wellen, die einem und demselben Erreger ihren Ursprung verdankten, mit Empfängern (Resonatoren) verschiedener Größe untersucht, so ergaben sich mit verschiedenen Resonatoren verschieden große Knotendistanzen und daher auch verschiedene Wellenlängen. Die Längen der von Erregern mit theoretisch verschiedener Periode erzeugten stehenden Wellen, mit einem und demselben Resonator beobachtet, erwiesen sich jedoch als gleich. Diese von den genannten Forschern als multiple Resonanz bezeichnete Erscheinung glaubten sie durch die Annahme erklären zu müssen, daß der Erreger keine bestimmte Periode besitze, sondern Wellen aller möglichen Längen aussende. Aus diesem Gewirre von Schwingungen greife dann der Resonator die eine, seiner Eigenschwingung entsprechende heraus. Es wäre wohl schwer zu begreifen gewesen, weshalb der Resonator nur eine Eigenperiode besitzen sollte, wenn dies dem von ihm prinzipiell nicht verschieden gebauten Erreger versagt wäre. In der Tat besteht denn auch, wie Hertz[2]), H. Poincaré[3]) und besonders eingehend V. Bjerknes[4]) gezeigt haben, kein Widerspruch zwischen der Erscheinung der multiplen Resonanz und der Theorie, wenn man bedenkt, daß der Erreger keine ungedämpfte, sondern eine durch Joulesche Wärme und Strahlung (S. 98) mehr oder weniger stark gedämpfte Schwingung ausführt. Denn jede gedämpfte Schwingung läßt sich, wie wir oben erwähnten (S. 51), nach dem Fourierschen Satze in eine unendlich große Zahl

---

[1]) Sarasin u. de la Rive, Arch. des scienc. phys. et nat. **23**, 113 (1890) und ibid. **29**, 358, 441 (1893).

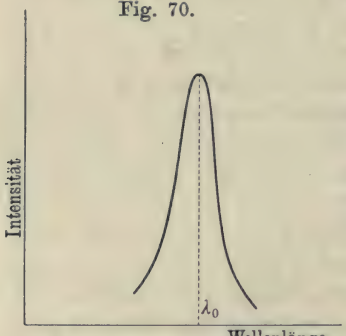
[2]) Hertz, Ges. W. **2**, 18; — vgl. Poincaré, Electricité et optique, **2**, 250. Paris 1891.

[3]) H. Poincaré, Electricité et optique **2**, 249. Paris 1891.

[4]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 92 (1891).

gleichzeitiger, einfacher, ungedämpfter Sinusschwingungen von verschiedenen Amplituden und Perioden zerlegt denken. Die mathematische Ermittelung der Fourierschen Komponenten erfordert langwierige Rechnungen; experimentell aber wird diese Analyse durch Anwendung von Resonatoren verschiedener Größe mit verhältnismäßiger Leichtigkeit erreicht. Die von Sarasin und de la Rive beobachtete multiple Resonanz ist als notwendige Folge der Dämpfung der primären Schwingungen also wohl vorhanden: aber die einzelnen Schwingungen führen nicht unabhängig voneinander eine selbständige Existenz als Eigenschwingungen des Primärkreises im Sinne von Sarasin und de la Rive. Die relative Stärke, mit der sie in der Strahlung des Erregers vorhanden sind, ist vielmehr nur durch die Größe der Dämpfung bedingt, die der Erreger besitzt; man kann also sehr wohl von einer bestimmten Eigenperiode des Hertzschen Erregers reden: es ist dies jene, die er bei Fehlen jeder Dämpfung hätte und die (sehr nahe) mit der Periode der stärksten Resonanz (vgl. Fig. 70) zusammenfällt. Optisch gesprochen sendet also ein gewöhnlicher Hertzscher Erreger ein Spektrum aus, das nur aus einer einzigen Linie besteht, die aber infolge der Dämpfung nicht vollkommen scharf, sondern mehr oder weniger verbreitert ist. Die „Helligkeit“ dieser verbreiterten Linie ist für die dem ungedämpften Erreger entsprechende Periode (Wellenlänge λ_0) am größten und nimmt nach der Seite der größeren und kleineren Wellenlängen (Fig. 70) rasch ab.

Fig. 70.



Daß ein aus Kondensator und Schließungsdraht bestehender Erreger wirklich eine einheitliche gedämpfte Schwingung ausführt, ist für verhältnismäßig langsame Oszillationen durch die früheren Untersuchungen (S. 45 ff.) erwiesen. Für Hertzsche Erreger ergibt sich, wie wir eben sahen, das gleiche Resultat schon aus der Betrachtung der Hertzschen Resonanzkurve (S. 83).

Noch unmittelbarer läßt dies Bjerknes' Untersuchung des Schwingungsverlaufes im primären Hertzschen Leiter erkennen[1]). Dieser Arbeit liegt der Gedanke zugrunde, daß der an einer unendlich langen Drahtleitung (Fig. 71) fortschreitende Wellenzug den Verlauf der Schwingung im primären Kreise wiederspiegeln muß. Nun ist in Wirklichkeit weder eine unendlich lange Leitung herstellbar, noch läßt sich die fortschreitende Welle festhalten und untersuchen. Ist aber die Schwingung stark gedämpft, so daß, wie es der Wirklichkeit entspricht, etwa schon die zehnte Schwingung unmerklich wird, so besteht der ganze Wellenzug nur aus wenigen (10) Wellenlängen; wird dieser an einer Doppeldrahtleitung fortgeführt, die mindestens seiner Länge gleich oder größer als diese ist, so bilden sich (S. 86) vor jedem der Leitungsenden Interferenzerscheinungen des ankommenden und reflektierten Wellenzuges aus, die nicht übereinander greifen. Die Intensitätsverteilung (etwa des elektrischen Zwanges) in dem Interferenzraum vor einem der Enden,

Fig. 71.

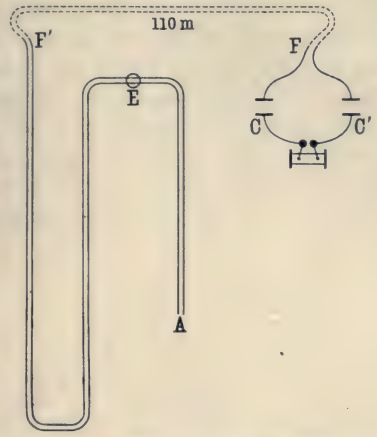
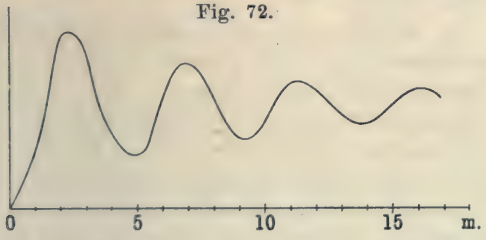


Fig. 72.



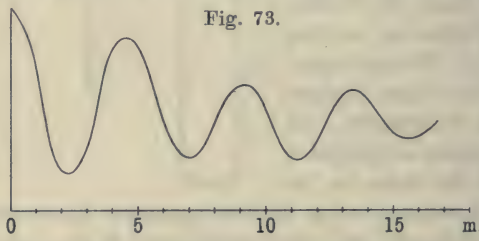
die z. B. mit Hilfe eines verschiebbaren Hertzschen Elektrometers ermittelt werden kann, liefert nun, wie eine einfache Rechnung zeigt, ein getreues Bild der Form des fortschreitenden Wellenzuges, dessen Interferenz sie ihre Entstehung verdankt,

[1]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 513 (1891).

und daher auch des Ablaufes der Schwingungen im primären Kreise. Fig. 72 und Fig. 73 stellen das Ergebnis der von Bjerknes nach der angedeuteten Methode angestellten Versuche dar und lassen die Richtigkeit der zu Beweis gestellten Behauptung unzweifelhaft erkennen. Die Abszissen der Fig. 72 und 73 entsprechen dem Abstande des Elektrometers E vom Leitungsende A (Fig. 71). Die Elektrometerausschläge sind als Ordinaten eingetragen. In Fig. 72 ist die Doppelleitung bei A metallisch geschlossen, in Fig. 73 ist die Leitung offen. Die benutzte Welle hatte eine Länge von 4,5 m, die Sekundärleitung eine solche von etwa 130 m.

Für die ungestörte Fortleitung elektromagnetischer Wellen an Drähten ist genauer Parallelismus der Leitungsdrähte erforderlich; wo dieser auch nur in geringfügiger

Fig. 73.



Weise gestört ist, treten partielle Reflexionen auf, wobei sich vor der Störungsstelle in ähnlicher Weise wie am Ende der Leitung pseudostehende Wellen bilden [1]).

Sucht man das Spektrum des Hertzschen Erregers mit den Spektren leuchtender Gase oder Dämpfe in Beziehung zu setzen, so kommt man alsbald zu der Einsicht, daß in dem letzteren Falle viel verwickeltere Verhältnisse herrschen. Selbst die am einfachsten gebauten Linienspektra, wie z. B. jene der Alkalimetalle, bestehen niemals nur aus einer einzigen Linie, wie dies beim einfachen Hertzschen Erreger der Fall ist. In der Tat sind wir ja auch nie in der Lage, die Strahlung eines einzelnen der leuchtenden Elementarkomplexe gesondert zu beobachten — stets sind diese in ungeheurer Menge dichtgedrängt vorhanden. Um daher ein vergrößertes Modell eines leuchtenden Körpers auf rein elektri-

[1]) Geitler, Wied. Ann. **49**, 184 (1893); E. H. Barton, ibid. **53**, 513 (1894).

schem Wege zu schaffen, müssen wir eine größere Zahl Hertzscher Erreger in passender Weise kombinieren und in Tätigkeit setzen.

Wir wollen unsere Betrachtung an den einfachsten Fall knüpfen, wo nur zwei Erreger vorhanden sind. In Fig. 74 bis 76 sind drei typische Formen aus der unendlichen Mannigfaltigkeit möglicher Kombinationen zweier Erreger herausgegriffen.

Es ist auf den ersten Blick einleuchtend, daß die Bestandteile solcher kompliziert gebauter Erreger nicht mehr unabhängig voneinander schwingen können; stehen doch die Teilkreise I und II in Fig. 74 durch die elektrischen Kraftröhren zwischen ihren Kondensatorplatten (Influenz), in Fig. 75 und 76, durch die gemeinsamen magnetischen Kraftringe (Induktion) in inniger Wechsel-

Fig. 74.

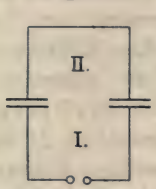


Fig. 75.

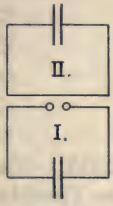


Fig. 76.

wirkung. Die Einzelkreise sind nicht mehr frei, sondern (elektrisch, magnetisch oder direkt) miteinander gekoppelt. Dies hat zur Folge, daß die einzelnen Erreger im Rahmen des gekoppelten Gesamtsystems nicht mehr mit ihren Eigenperioden zu schwingen vermögen. Sie sind vielmehr zu einer höheren Einheit zusammengetreten, und diese — das gekoppelte Gesamtsystem — hat nun zwei untereinander und auch von den beiden Eigenperioden der Teile verschiedene Schwingungsdauern. Ganz analog besitzt ein System, das durch die beliebige Koppelung von n Einzelerregern entstanden ist, n Eigenschwingungen, deren Perioden untereinander und von den n nun nicht auftretenden Eigenperioden seiner Bestandteile verschieden sind. Dies gilt selbst dann, wenn alle Einzelerreger untereinander ganz gleich gebaut und vollständig symmetrisch angeordnet sind [1]). Den n Eigenschwingungen entsprechend, müssen demnach

[1]) Ganz analoge Verhältnisse herrschen auch bei Koppelung mechanischer, schwingungsfähiger Systeme (M. Wien, Wied. Ann. 61, 151 [1897]). So ist es unmöglich, zwei auf dasselbe Monochord gespannte Saiten aufeinander abzustimmen.

auch in der Strahlung solcher Systeme n voneinander verschiedene Wellenlängen vorhanden und mit Hilfe passender Resonatoren[1]) nachweisbar sein. Die Strahlung des gekoppelten Systems liefert demnach ein Linienspektrum, das aus n (natürlich infolge der Dämpfung verbreiterten) Linien besteht. Fig. 78 stellt das Ergebnis eines Versuches dar, der mit der Anordnung Fig. 77 angestellt wurde. Die (elektrisch) gekoppelten Erreger ACA' und $BC'B'$ wurden mit Hilfe der Funkenstrecke F in Betrieb gesetzt, und ihre Strahlung mit dem in genügender Entfernung vom Erreger befindlichen Kupferdrahtresonator RR' analysiert. E ist ein Hertz-Bjerknessches Elektrometer, D eine bewegliche Brücke aus Kupferdraht. Die jeweilige Entfernung DE entspricht (sehr nahezu) der Viertelwellenlänge der Eigenschwingung des Resonators. Die bei Verschiebung von D längs RR' erzielten Elektrometerausschläge sind in Fig. 78 als Ordinaten,

Fig. 77.

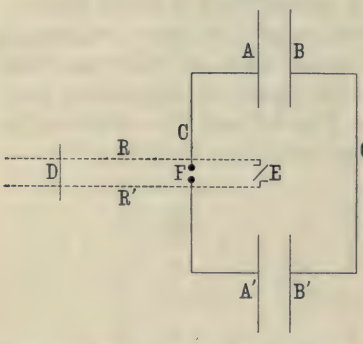
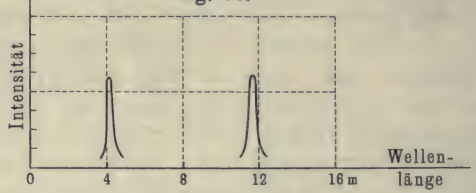


Fig. 78.



die entsprechenden Wellenlängen (vierfache Entfernung DE) als Abszissen eingetragen. Der in Fig. 77 dargestellte Erreger besitzt demnach zwei Grundschwingungen.

[1]) Geitler, Wied. Ann. **55**, 513 (1895); **57**, 412 (1896); **66**, 999 (1898); vgl. über diesen Gegenstand auch B. Galitzin, Petersb. Akad. (1895); A. Oberbeck, Wied. Ann. **55**, 623 (1895); Koláček u. Domalip, ibid. **57**, 731 (1896); G. Jaumann bei Geitler, ibid. **55** und Wien. Akad. **107**, 921 (1898); M. Wien, l. c. und Ann. d. Phys. **8**, 686 (1902); A. Garbasso, Acc. R. di Torino (2) **53**, 127 (1903) P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512 (1904).

In leicht verständlicher akustischer Analogie entspricht daher die Strahlung des einfachen Hertzschen Erregers einem Tone, jene des komplizierten (gekoppelten) Systemes einem Akkord von Tönen, die je nach den Umständen konsonieren oder dissonieren können. Bei akustischen Instrumenten pflegt sich über die Grundschwingung eine Reihe (harmonischer oder unharmonischer) Oberschwingungen zu lagern. Der Grundton wird dort also von einer Anzahl von Obertönen begleitet. Gerade die Zahl und die Stärke dieser Obertöne gibt den verschiedenen Instrumenten bekanntlich ihre charakteristische Klangfarbe. In ähnlicher Weise besitzt auch jeder elektromagnetische Oszillator, wenn der Ausdruck erlaubt ist, seine elektromagnetische Klangfarbe. Je nach der Gestalt des Erregers und der Art der Erregung führt er neben seiner Grundschwingung (oder seinen Grundschwingungen) eine größere oder kleinere Zahl stärkerer oder schwächerer Oberschwingungen derselben aus, die im Spektrum der Strahlung durch geeignete Mittel nachgewiesen werden können. Dies geschah mit Hilfe der Lecherschen Drahtkombination (S. 89) nach hier nicht näher zu beschreibenden Methoden, z. B. durch Cohn und Heerwagen[1]), P. Drude[2]), D. Mazzotto[3]), M. Lamotte[4]) u. a. Einwandfrei erscheint auch hier die Verwendung von Resonatoren bei der Analyse[5]). Dieser Methode bediente sich dann auch Kiebitz[6]), dem es gelang, bei einem stabförmigen Hertzschen Erreger die ersten acht ungeradzahligen harmonischen Oberschwingungen in Übereinstimmung mit der von M. Abraham[7]) für diesen Fall gegebenen Theorie nachzuweisen.

f) Rolle des Leiters bei Drahtwellen.

Wichtige Aufschlüsse über die Rolle, die den leitenden Stoffen bei der Erzeugung und Fortleitung elektromagnetischer Wellen zufällt, bringen die Untersuchungen des Hertzschen Resonators durch V. Bjerknes[8]).

---

[1]) Cohn u. Heerwagen, Wied. Ann. **43**, 343 (1891).
[2]) Drude, vgl. z. B. Arch. de Genève (4), **3**, 464 (1897).
[3]) Mazzotto, Acc. R. di Torino **28** (1893) ff.
[4]) Lamotte, Wied. Ann. **65**, 92 (1898).
[5]) Geitler, l. c.
[6]) Kiebitz, Ann. d. Phys. **5**, 872 (1901).
[7]) M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435 (1898).
[8]) Bjerknes, Wied. Ann. **44**, 74 (1891); **47**, 69 (1892); **48**, 592 (1893).

Hertz hatte gezeigt, daß die Wellenlänge und daher (S. 64) die Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen derselben Periode dieselbe ist an Drähten aus verschiedenen Metallen, ja sogar längs elektrolytischer Leiter [1]). Auch die maximale Funkenlänge in geometrisch gleichgebauten Resonatoren aus verschiedenen magnetischen und unmagnetischen Metallen, die auf denselben Primärkreis abgestimmt waren (S. 82), erwies sich ihm als unabhängig vom Material des Resonatordrahtes [2]). Die stoffliche Natur des Leiters schien demnach ohne Einfluß auf den elektromagnetischen Schwingungsvorgang zu sein. Andererseits aber war durch die Hertzschen Versuche (S. 93, Anm. 3) die Tatsache festgestellt worden, daß die elektrischen Wellen in die Masse des von ihnen umspielten Drahtes, wenn auch nicht in größere Tiefen, so doch einige tausendstel oder hundertstel Millimeter einzudringen vermögen. Daß hierbei die stoffliche Natur dieser Oberflächenschicht überhaupt keine Rolle spielen sollte, war unwahrscheinlich.

Die Funkenlänge hängt unter sonst gleichen Bedingungen von der Größe der Potentialdifferenz ab (S. 21). Die von Hertz gefundene Gleichheit der maximalen Funkenlängen läßt also darauf schließen, daß die in den materiell verschiedenen Resonatoren angeregten Schwingungen zu gleicher Amplitude (Potentialdifferenz) anschwellen. Die Resonatoren fangen also gleiche Mengen elektromagnetischer Energie auf. Die Theorie ergibt, daß bei jedesmaliger Erregung des primären Kreises das Amplitudenmaximum im Resonator schon nach wenigen Schwingungen des Erregers erreicht wird, dessen weitere Strahlung wegen seiner starken Dämpfung (s. oben) nicht mehr in Betracht kommt. Im ferneren Verlaufe verhalten sich daher die Resonatoren ganz so, wie freischwingende Systeme; die von ihnen aufgefangene, für alle gleiche elektromagnetische Energie (gemessen durch die maximale Potentialdifferenz) wird von ihnen teils in Form elektromagnetischer Wellen ausgestrahlt [3]), teils durch Absorption in der Masse der Resonatoren in Joulesche Wärme verwandelt. Bei gleicher geometrischer Gestalt ist wohl für alle die Ausstrahlung merklich gleich. Zeigen sich also Unterschiede in der

[1]) Hertz, Ges. W., **2**, 121 und Anm. 15, S. 289.
[2]) Hertz, ibid., **2**, 50.
[3]) Righi, Sekundärwellen, z. B. Fortschr. d. Phys. **53**, 405 (1897).

Stärke der Dämpfung der Resonatorschwingungen, so liegt darin ein Beweis, daß die elektromagnetischen Schwingungen von den verschiedenen Metallen verschieden stark absorbiert werden.

Die Hertzsche Funkenmethode, sowie alle ähnlichen Anordnungen, die nur die maximale Potentialdifferenz im Resonator angeben, können demnach in dieser Frage keine Entscheidung

Fig. 79.

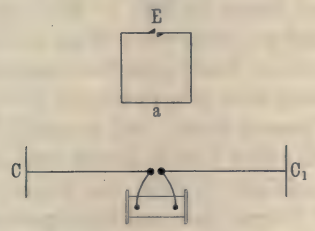


Fig. 80.

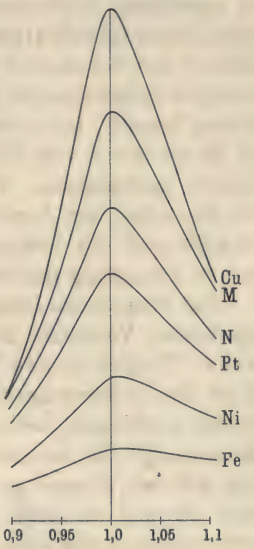
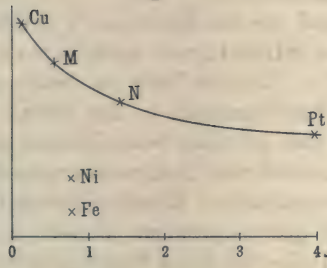


Fig. 81.



bringen; wohl aber Instrumente, die — wie das Hertzsche Elektrometer — Mittelwerte der Intensität der Schwingungen zu messen gestatten. Von diesen Überlegungen ausgehend, ersetzte Bjerknes[1]) die Funkenstrecke des Resonators *a* durch ein Hertzsches Elektrometer *E* (Fig. 79).

Die genau gleichen (durch dasselbe Loch gezogenen) Resonatordrähte aus Kupfer, Messing, Nickel, Eisen, Neusilber, Platin konnten gegeneinander ausgetauscht und mit dem Elektrometer *E* verbunden werden. Die Periode des Primärkreises *C C'* war (durch Verschieben der Platten *C*, *C'* längs des Drahtes) veränderlich. Mit

[1]) l. c.

jedem Resonator wurden bei fünf verschiedenen Perioden des Erregers die Elektrometerausschläge gemessen. Fig. 80 enthält die so aufgenommenen Resonanzkurven.

In Fig. 81 sind die (spezifischen) Widerstände der Drähte als Abszissen, die elektromagnetischen Resonanzmaxima aus Fig. 80 als Ordinaten eingetragen. Aus diesen Figuren folgt: Die Dämpfung und daher auch die Absorption der elektromagnetischen Schwingungen der verwendeten Periode ist um so größer, je größer der spezifische Widerstand (und daher [S. 23] je kleiner die spezifische Leitfähigkeit) und je größer die Magnetisierbarkeit des Resonatordrahtes ist. Daß die letztere Eigenschaft so raschen Schwingungen gegenüber noch in so deutlicher Weise zur Geltung kommt, ist weiter ein Beweis dafür, daß es möglich ist, den Magnetismus von Fe und Ni selbst 100 Millionen mal in der Sekunde umzukehren. Wahrscheinlich bewirkt die hierbei entwickelte, neben der Jouleschen Wärme dem elektromagnetischen Energievorrat des Resonators entnommene Hysteresiswärme die stärkere Dämpfung der Schwingungen.

Von besonderem Interesse sind die von Bjerknes[1]) weiterhin angestellten Versuche über das Eindringen elektromagnetischer Wellen in die Metalle. Um die Tiefe zu bestimmen, bis zu der elektromagnetische Schwingungen in das Metall des Drahtes eindringen, bediente er sich der oben beschriebenen Resonatormethode. Er bestimmte zunächst den Elektrometerausschlag eines auf den Erreger genau abgestimmten Eisendrahtresonators. Dann überzog er diesen Draht galvanoplastisch allmählich mit Kupferschichten von wachsender Dicke (die durch Wägung bestimmt wurde). Für jede Schichtdicke wurde der Elektrometerausschlag neuerdings gemessen, der allmählich größer wurde, um von einer gewissen Dicke der Cu-Schicht an konstant zu bleiben. Diese Dicke gibt offenbar die Grenztiefe an, bis zu der die Schwingungen in Cu eindringen. Der verkupferte Fe-Draht verhält sich dann so, als ob er ganz aus Kupfer wäre. In derselben Weise beobachtete Bjerknes das Eindringen der Wellen in Zink, das auf Fe- oder Cu-Drähte, in Nickel, in Kobalt und Eisen, die auf Cu-Drähte niedergeschlagen wurden. Die Tabelle gibt den Verlauf eines Versuches mit verkupfertem Fe-Draht:

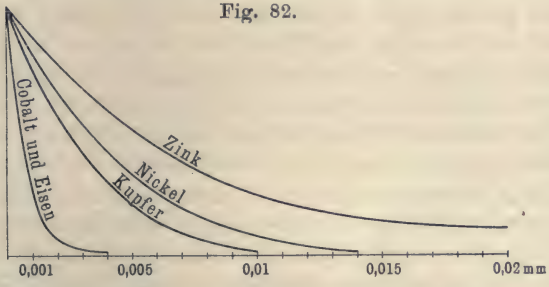
---

[1]) V. Bjerknes, Wied. Ann. **48**, 592 (1893).

Cu auf Fe in Millimetern	Elektrometerausschlag
0	13,4
0,0009	32
0,0021	55
0,0052	87
0,0076	101,5
0,0143	106
0,0206	105
0,0283	106

Die Versuche gestatten, das Extinktionsvermögen der Metalle für Hertzsche Wellen, d. h. die Abnahme der Intensität der Schwingungen bei ihrem Eindringen in die Metalle zu ermitteln. Die Kurven in Fig. 82 geben ein Bild dieser Verhält-

Fig. 82.



nisse. Als Abszissen sind die Tiefen unter der Drahtoberfläche (in Millimetern), als Ordinaten die entsprechenden Intensitäten der Wellen gewählt. Man ersieht hieraus, daß das Extinktionsvermögen der Metalle mit ihrem elektrischen Leitvermögen (S. 23, 64) und ihrer Magnetisierbarkeit zunimmt, Resultate, die mit Maxwells Theorie in vorzüglicher Übereinstimmung stehen. Elektrolyte schirmen ihr Inneres, entsprechend ihrer gegenüber den Metallen bedeutend geringeren elektrischen Leitfähigkeit, erst in verhältnismäßig dicken Schichten (vgl. S. 142). So fand E. Branly [1]), daß ein Kohärer gegen die

[1]) Branly, Journ. d. Phys. (3) 9, 144 (1900).

Einwirkung elektromagnetischer Wellen erst geschützt war, als er sich in einer überall 20 cm dicken Hülle aus Meerwasser befand. Auch Gase, wenn sie im Zustande elektrischer Leitfähigkeit (ionisiert) sind, zeigen Schirmwirkung gegen elektromagnetische Schwingungen, wie J. Moser [1]), J. J. Thomson [2]), E. Wiedemann und H. Ebert [3]) gezeigt haben.

Von verschiedenen Seiten wurde die Frage aufgeworfen, ob das Spektrum der Sonnenstrahlen außer den kurzwelligen optischen und den Wärmestrahlen auch solche von noch längerer Periode (Hertzsche Wellen) enthalte. Der experimentelle Nachweis ist bisher nicht gelungen. E. Lecher, der die Absorption elektrischer Schwingungen in leitenden Gasen einer quantitativen Untersuchung unterzogen hat [4]), weist nun darauf hin, daß Hertzsche Wellen, selbst wenn solche in der Sonnenstrahlung vorhanden wären, in den oberen Schichten der Erdatmosphäre vollkommen absorbiert werden müßten, da man zu der Annahme berechtigt ist, daß die Luft in etwa 60 km Höhe durch die ultraviolette Sonnenstrahlung in einen gut leitenden (ionisierten) Zustand versetzt ist [5]).

Bei den Versuchen von Hertz und Bjerknes handelt es sich um Schwingungen von etwa $^1/_{100\,000\,000}$ sec Schwingungsdauer. Doch ist kein Grund vorhanden, für Schwingungen größerer oder kleinerer Perioden in Hinsicht auf das Extinktionsvermögen ein qualitativ anderes Verhalten der verschiedenen Stoffe anzunehmen. Quantitativ besteht allerdings der Unterschied, daß das Extinktionsvermögen der Metalle für elektromagnetische Oszillationen um so kleiner, die Eindringungstiefe der Wellen in die Metalle daher um so größer ist, je langsamer die Schwingungen erfolgen. Der Gleichstrom, den wir als elektromagnetische Schwingung von unendlich großer Periode betrachten können, dringt selbst bei noch so dicken Leitern bis zur Drahtachse ein; er hat, wie man zu sagen pflegt, in allen Punkten eines Leiterquerschnittes dieselbe Stromdichte, wie dies dem Ohmschen Gesetze entspricht. Aber schon bei verhältnismäßig langsamen Schwingungen, die man in der Technik als Wechselströme bezeichnet (100 Perioden per Sekunde), kommt

---

[1]) J. Moser, Compt. rend. **110**, 397 (1890).
[2]) J. J. Thomson, Phil. mag. (5) **32**, 321, 335 (1891).
[3]) Wiedemann u. Ebert, Wied. Ann. **49**, 32 (1893).
[4]) E. Lecher, Verh. d. deutsch. physik. Ges. **4**, 307 (1902).
[5]) Derselbe, l. c., S. 318.

das Extinktionsvermögen der Metalle zur Geltung. Die Stromstärke ist auch hier in den äußeren Schichten des Drahtes größer als in der Achse, wenn auch die Grenztiefe, bis zu der Wechselströme in noch merklicher Intensität in den Leiter einzudringen vermögen, je nach der Schwingungsdauer nach Centimetern oder Millimetern mißt [1]). Eine Röhre, deren Wandstärke gleich der Grenztiefe für die betreffende Periode wäre, würde sich ebenso verhalten wie ein voller Zylinder desselben Durchmessers. Der Hohlraum der Röhre, womit immer er erfüllt wäre, ist vollständig gegen die Einwirkung des Wechselstromes geschirmt. Diese Erscheinung pflegt mit dem Namen Skineffekt bezeichnet zu werden.

Für Perioden von der Größenordnung der Hertzschen Schwingungen beträgt die Grenztiefe, wie wir sahen, nur noch einige tausendstel oder hundertstel Millimeter. Die noch einige Millionen mal rascheren Lichtschwingungen aber kann man schon in der Tiefe von $^1/_{1000}$ mm als vollständig ausgelöscht ansehen. Metallschichten dieser Dicke sind also für Licht schon völlig undurchsichtig [2]). Freilich ist trotzdem die Durchsichtigkeit der Metalle für die sichtbare und ultraviolette Strahlung (wie schon oben S. 73 erwähnt) viel größer, als dies der Maxwellschen Theorie entspricht. Doch ist dieses Verhalten darauf zurückzuführen, daß in diesem Bereiche von Schwingungsdauern die Metalle nicht mehr als strukturlos betrachtet werden können (S. 120). Hier tritt bereits die Erscheinung der anomalen Absorption in ihre Rechte. So ist Gold viel durchlässiger für die rascheren Schwingungen des grünen Lichtes, als für jene des roten. Eine um so wichtigere und willkommenere Bestätigung findet die Theorie durch die bedeutungsvollen Untersuchungen von E. Hagen und H. Rubens [3]) über das Absorptions- und Extinktionsvermögen der Metalle für die sehr langen Wärmewellen (S. 118), von denen bereits früher (S. 73) die Rede war. Für diese schon außerhalb des Gebietes der anomalen Absorption der Metalle gelegenen Wellen findet nach den Versuchen der genannten Forscher um so vollkommenere Übereinstimmung

[1]) J. Stefan, Wied. Ann. **41**, 400 (1890); vgl. besonders l. c., S. 413; vgl. auch L. Boltzmann, Wied. Ann. **48**, 65 (1893).

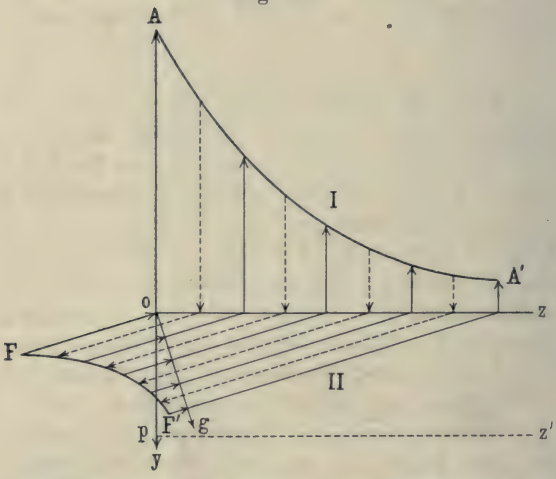
[2]) Vgl. Bjerknes, Wied. Ann. **48**, 601 (1898).

[3]) Hagen u. Rubens, Ann. d. Phys. **11**, 873 (1903).

zwischen Theorie und Erfahrung statt, je längere Wärmewellen der Beobachtung unterworfen werden.

Mit Hilfe der auf den vorangehenden Seiten entwickelten Vorstellungen sind wir nun in der Lage, ein sehr anschauliches Bild von dem Vorgange zu entwerfen, der sich bei der Fortleitung elektromagnetischer Wellen an Drähten abspielt[1]). In Fig. 83 sei oz der Schnitt der auf der Zeichenebene senkrechten ebenen Trennungsfläche zweier verschiedener Medien I und II (z. B. Luft und Glas, oder Luft und Metall). Von links

Fig. 83.



komme von einer sehr weit entfernten, ungedämpften Strahlungsquelle her ein elektromagnetischer Wellenzug (Licht- oder elektrische Wellen), dessen Richtung überall oz parallel sei. Die Fläche von II, deren Schnitt oy ist, sei für den Wellenzug vollkommen undurchlässig. Dann bleibt von o an nur der oberhalb oz, im Medium I verlaufende Teil des Wellenzuges übrig, der demnach längs oz auf das Medium II einfällt; er wird daher nach

[1]) Bezüglich der mathematischen Behandlung dieses Problems vgl. O. Heaviside, Electromagnetic theory, Vol. I, p. 342, London 1893; J. J. Thomson, Rec. Res. in El. and Magn., § 259 ff., Oxford 1893; A. Sommerfeld, Wied. Ann. **67**, 233 (1899); G. Mie, Ann. d. Phys. **2**, 201 (1900); E. Cohn, Das elektromagnetische Feld, Leipzig 1900, Kap. VII, § 3.

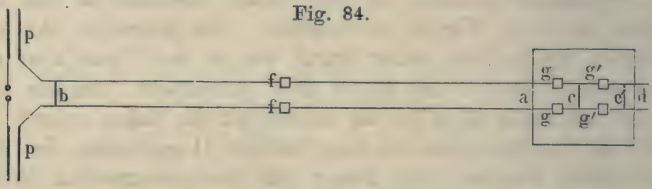
dem Brechungsgesetz (S. 70) zum Teil in II eindringen und hier in der Richtung og fortschreiten, zum Teile längs oz forteilen, und hierbei fortwährend auf ähnliche Weise in einer zu og parallelen Richtung ins Medium II gebrochen werden. Durch diese Energieabgabe an das Medium II wird demnach, je nach der Größe des Absorptionsvermögens von II, die Intensität des in I verbleibenden (streifend reflektierten) Wellenteiles beim Fortschreiten längs oz abnehmen, wie dies in der Figur durch die Kurve AA' angedeutet ist. Hierbei soll von einer Extinktion der Wellen in I selbst abgesehen werden. Der in II eingedrungene Teil der Welle wird nun gemäß dem Extinktionsvermögen (S. 139) dieses Mediums in ihm absorbiert (d. h. in Wärme verwandelt). Die Intensität der gebrochenen Welle wird daher durch die in der Figur über og errichteten Ordinaten der Kurve FF' dargestellt. Denken wir uns die Zeichnung etwa um die Gerade pz' als Achse rotiert, so liefert sie das Bild eines aus dem Medium II gebildeten, in Luft (I) gebetteten Drahtes, längs dessen eine elektromagnetische Welle unter streifender Inzidenz fortschreitet.

Wir werden also dazu gedrängt, die Fortleitung elektromagnetischer Wellen an Drähten und ihr Eindringen in dieselben, wie es die Versuche tatsächlich ergeben, als die fortgesetzte Brechung einer streifend an dem Drahte im Dielektrikum forteilenden Welle anzusehen. Bemerkenswert erscheint dabei der Umstand, daß der Draht der Welle als Führung dient, derart, daß sie ihm auch zu folgen vermag, wenn er nicht gerade, sondern gekrümmt ist. Für diese Tatsache ist bisher auf rein optischem Gebiete keine Analogie bekannt.

Nach der eben dargelegten Auffassung ist ein prinzipieller Unterschied zwischen elektromagnetischen Strahlen (S. 100) und elektromagnetischen Wellen an Drähten (Hertz, S. 84, Lecher, S. 89, Blondlot, S. 144, Bjerknes, S. 131) überhaupt nicht vorhanden. Es wird dadurch möglich, eine Reihe von Fragen durch Benutzung von Wellen an Drähten einer verhältnismäßig einfachen experimentellen Lösung zuzuführen, die bei Anwendung von Strahlen, besonders für lange Wellen, bedeutenden Schwierigkeiten begegnen würden. Hierher gehört insbesondere die Bestimmung des Brechungsexponenten und der Dielektrizitätskonstante verschiedener Medien für elektromagnetische Wellen verschiedener Periode.

Der wellenführende Draht oder eine Doppelleitung, wie sie in Fig. 84 oder bei der Lecherschen Versuchsanordnung (S. 89), oder der Blondlotschen Aufstellung (S. 110) zur Anwendung kommt, werde längs einer bestimmten Strecke ganz in ein Medium von der Dielektrizitätskonstante K eingebettet, während der Rest der Leitung in Luft liegt. Die Periode der im Dielektrikum an der Leitung forteilenden, vom Primärkreise (Fig. 63, 84) erzeugten Wellen sei τ. Ihre Wellenlänge an den von Luft umgebenen Teilen der Leitung ist demnach $\lambda = v\tau$ (S. 64). Bezeichnet v' die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in

Fig. 84.



dem Dielektrikum von der Konstante K, so ergibt sich also ihre Länge in diesem zu $\lambda' = v'\tau$. Demnach ist der Brechungsexponent (S. 71) $n = \frac{v}{v'} = \frac{\lambda}{\lambda'}$ und daher die Dielektrizitätskonstante (S. 71) $K = n^2 = \left(\frac{\lambda}{\lambda'}\right)^2$ (vgl. S. 126). Da nun die Wellenlängen auf eine der früher beschriebenen Arten gemessen werden können, so sind n und K experimentell bestimmbar. Mit Hilfe dieser, auf eine Andeutung von Hertz[1]) zurückgehenden Methode haben E. Cohn[2]), G. U. Yule[3]), E. Cohn und P. Zeeman[4]) u. a., sowie besonders eingehend P. Drude[5]) n und K für eine große Zahl von Substanzen und Schwingungsdauern bestimmt (vgl. S. 122, anomale Dispersion). Fig. 63 gibt in leicht verständlicher Weise Drudes Versuchsanordnung wieder. Hierbei findet die Übertragung der Wellen vom Erreger auf die Drahtleitung nicht, wie beim Lecherschen Systeme durch elektrische

[1]) Hertz, Ges. W., 2, 179.
[2]) E. Cohn, Berl. Akad. 1891; Wied. Ann. 45, 370 (1892).
[3]) Yule, ibid. 50, 742 (1893).
[4]) Cohn u. Zeeman, ibid. 57, 15 (1896).
[5]) P. Drude, ibid. 55, 633 (1895); 58, 1 (1896).

Koppelung, sondern nach Blondlots[1]) Angabe mit Hilfe magnetischer Koppelung (Induktion) statt, was natürlich keinen prinzipiellen Unterschied bedeutet.

Andere Methoden zur Bestimmung von K und n[2]) beruhen auf der Überlegung, daß die Schwingungsdauer eines Kondensatorkreises nach der Thomson-Kirchhoffschen Formel (S. 52) im Verhältnis von $\sqrt{K}$ vergrößert wird, wenn die Kapazität des Kondensatorkreises im Verhältnisse K wächst. Dies erreicht man aber (S. 18), indem man die Luft zwischen den Platten eines Kondensators durch ein Dielektrikum von der Konstante K ersetzt. Mißt man daher z. B. mit Hilfe der Lecherschen oder Blondlotschen Anordnung oder mit Hilfe eines Resonators die Wellenlängen (λ und λ'), die ein und derselbe Erreger entsendet, dessen Kondensator sich einmal in Luft, das andere Mal in einem Dielektrikum von der Konstante K befindet, so folgt aus Gleichung (12), S. 64, und Gleichung (11), S. 52, daß

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{\tau'}{\tau} = \frac{2\pi\sqrt{LCK}}{2\pi\sqrt{LC}} = \sqrt{K} = n.$$

g) Die drahtlose Telegraphie.

Die bisher erörterten Fragen besitzen anscheinend wohl nur theoretisches Interesse; gleichwohl liegt in ihrer Beantwortung zugleich eine neue Lösung des praktischen Problems der Zeichenvermittelung zwischen weit voneinander entfernten Orten — der Telegraphie. Hier hat der Fortschritt der Theorie und der wissenschaftlichen Erfahrung der Technik neue lebensfähige Keime zur Weiterentwickelung geliefert, die in erstaunlich kurzer Zeit auch reiche Blüte und Frucht getragen haben.

Die zahlreichen Systeme der sogenannten drahtlosen Telegraphie, die sich an die Namen Popoff, Marconi, Braun, Slaby und Arco u. a. knüpfen, geben hierfür beredtes Zeugnis. Wenn wir dabei die Bemerkung machen, daß bei all diesen Systemen ausschließlich Tatsachen, Methoden und Apparate zur

[1]) R. Blondlot, Compt. rend. **114**, 283 (1892).

[2]) J. J. Thomson, Proc. Roy. Soc. **46** (1889); E. Lecher, Wien. Akad. **99** (1890) und Wied. Ann. **42**, 142 (1891); P. Drude, Ann. d. Phys. **8**, 336 (1902); W. Schmidt (Bestimmung von K bei Kristallen), ibid. **9**, 919 (1902) u. a.

Verwendung kommen, die dem Laboratorium des Physikers als Ergebnisse rein wissenschaftlichen Fragen zugewandter Forschung entstammen, so möge dies keineswegs als eine Unterschätzung der Leistungen jener Männer betrachtet werden. Denn den Schatz zu heben, der vordem nur einem kleinen Kreise zur Befriedigung intellektueller Bedürfnisse diente, um ihn der Allgemeinheit praktisch nutzbar zu machen, bedarf es des scharfen Blickes für seinen Wert, des kühnen Entschlusses zur Inangriffnahme der Arbeit, der zielbewußten Beharrlichkeit und nie ermüdenden Erfindungslust in der Überwindung zahlloser Schwierigkeiten, die jeden Versuch begleiten, Laboratoriumsexperimenten technisch brauchbare Form zu verleihen. Auf dem hier verfügbaren knappen Raume aber soll unser Blick nicht auf die für die Erfinder wichtigen Einzelheiten gelenkt werden, wodurch sich die verschiedenen Systeme und Patente voneinander unterscheiden; auch die hier, wie so oft auf praktischem Gebiete, mit verschärfter Heftigkeit verfochtenen Prioritätsfragen sollen weniger erörtert werden: vielmehr sei das allen Systemen Gemeinsame, zum Verständnis des Gegenstandes Notwendige hervorgehoben.

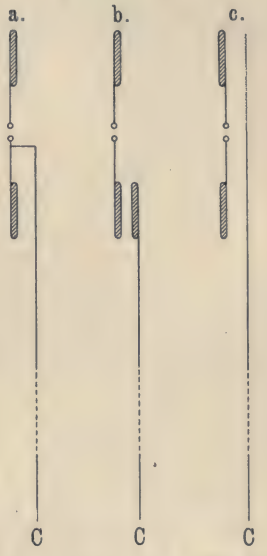
Auf zweierlei Weise können elektromagnetische Wellen telegraphischen Zwecken dienen, entsprechend den zwei möglichen Arten ihrer Ausbreitung im Raume: als Wellen längs Drähten und als Strahlen im reinen Dielektrikum. Tatsächlich wurden diese beiden Methoden der Telegraphie im täglichen Gebrauche verwendet, schon lange bevor man etwas von elektromagnetischen Schwingungen, Wellen und Strahlen wußte oder auch nur ahnte. Denn jede Art der Verständigung durch optische Signale[1]) erscheint vom Standpunkte der Maxwellschen Lichttheorie als Telegraphie mit elektromagnetischen Strahlen; die von Sömmering (1809), Gauss und Weber (1833) begründete „gewöhnliche“ Telegraphie (sowie die Telephonie) aber bedient sich zur Zeichengebung in die Ferne der Fortleitung elektromagnetischer Wellen — allerdings von sehr großer Wellenlänge — längs leitender Drähte. Bezüglich dieser beiden längst bestehenden Formen der Telegraphie hat die Vertiefung unserer Kenntnis von

[1]) Hierher gehört z. B. auch die von K. Zickler (1898) angegebene Telegraphie mit Hilfe ultravioletter Strahlen, wobei die von H. Hertz (Ges. Werke, 2, 69) entdeckte Einwirkung dieser Strahlen auf die elektrische Entladung technischen Zwecken nutzbar gemacht wird.

den elektromagnetischen Schwingungen und von der physikalischen Natur des Lichtes nichts geändert als die Auffassung.

Für die äußerst raschen Schwingungen des Lichtes kennen wir nur die Ausbreitung in Form von Strahlen, eine Fortleitung der Lichtwellen an Drähten ist bisher unbekannt (S. 143), wenn auch vielleicht nicht unmöglich; für die sehr langsamen Schwingungen der gewöhnlichen Telegraphie (unterbrochener Gleichstrom [S. 118]) kommt dagegen praktisch nur ihre Fortleitung an Drähten in Betracht, zum Nachweis der von ihnen ausgehenden Strahlung fehlen uns genügend empfindliche Mittel. Die Perioden der Schwingungen, deren Kenntnis wir Feddersen und Hertz verdanken, liegen zwischen jenen; für sie stehen beide Ausbreitungsarten zur Verfügung; doch wird man es nach dem Gesagten leicht begreiflich finden, daß für die rascheren Perioden (Hertz) die Benutzung der Strahlen, für die langsameren (Feddersen) die Fortleitung an Drähten sich für praktische Zwecke als vorteilhafter erweist.

Fig. 85.

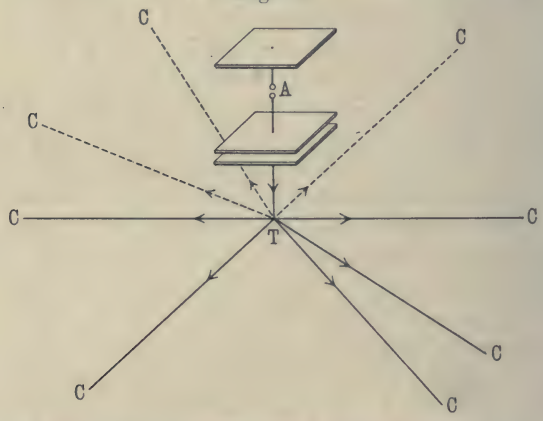


Wir wollen den letzteren Fall zuerst betrachten. Schon Hertz hatte gezeigt, daß zur Fortleitung der Wellen ein einziger Draht genügt; dieser kann mit dem Erreger direkt (Fig. 85 a), elektrisch (Fig. 85 b) oder magnetisch (Fig. 85 c) gekoppelt sein (S. 133). Verbindet er den Erreger mit einem in großer Entfernung befindlichen Empfangsapparate, z. B. einem Kohärer *C* oder einem magnetischen Detektor (S. 112), so ist Zeichengebung zwischen Aufgabe- und Empfangsstation möglich. In dieser Form aber hätte die Telegraphie mit elektromagnetischen Wellen gegenüber der „gewöhnlichen“ keine Vorzüge, vielleicht sogar Nachteile. Doch zeigt die Erfahrung, daß die ganze Vorrichtung einer außerordentlichen Vereinfachung fähig ist, wie sie ähnlich die „gewöhnliche“ Telegraphie schon einmal durch Steinheils Entdeckung (1838) erlebt hatte. Dieser hatte den einen der zwei

ursprünglich verwendeten Verbindungsdrähte zwischen Anfangs- und Endstation entbehrlich gemacht, indem er zeigte, daß die gut leitende Erde dessen Rolle zu übernehmen vermag. Für die Telegraphie mit raschen elektromagnetischen Schwingungen erweist sich nun auch der eine, von Steinheil noch übriggelassene Draht als überflüssig: auch seine Stelle kann durch die leitende Erdoberfläche vertreten werden.

Denken wir uns nämlich zunächst, daß der mit dem Erreger gekoppelte Draht sich in T (Fig. 86) in eine große Zahl von Drähten teile, die von T aus nach allen Richtungen der Windrose

Fig. 86.



zu einer Anzahl verschiedener Empfangsstationen (C, C, ...) hinführen; auch die vom Erreger A auf den Draht übertragene Welle wird sich daher in T teilen und längs der einzelnen Drähte an die Endstationen C eilen, die alle, mit den erforderlichen Empfangsapparaten versehen, die von A aufgegebenen Signale erhalten werden. Denken wir uns ferner die Zahl der von T ausgehenden Drähte so weit vermehrt, daß sie schließlich eine zusammenhängende leitende Fläche bilden, so wird die von A erregte Welle sich von T aus nach allen Richtungen gleichmäßig längs dieser leitenden Oberfläche ausbreiten. Werden nun an beliebigen Punkten dieser Fläche Empfangsapparate (z. B. Kohärer) mit ihr verbunden, so erhalten alle diese Endstationen die von A aufgegebenen Signale.

Es ist wohl klar, daß die leitende Fläche nicht notwendig aus Metall bestehen muß; ein Elektrolyt, wie z. B. das Meer-

wasser, kann dieselben Dienste leisten (S. 136). Die zum großen Teil vom Meere bedeckte und auch sonst gut leitende Erdoberfläche wird demnach die Stelle einer solchen leitenden Oberfläche sehr gut übernehmen können. Tatsächlich wurde die Zweckmäßigkeit der „Erdung“ des Erregers und Empfängers zur Erzielung guter Resultate bei der Wellentelegraphie auf große Entfernungen von den verschiedenen Erfindern frühzeitig erkannt, ohne daß man sich über den physikalischen Grund für die Notwendigkeit dieser Maßregel Rechenschaft gegeben hätte. Die hier adoptierte Auffassung der Rolle, die der leitenden Erdoberfläche bei der „drahtlosen“ Telegraphie zufällt, wurde zuerst von E. Lecher[1]) klar ausgesprochen.

Aus unserer Darstellung ergibt sich, daß von einer einzigen Zentrale aus Nachrichten gleichzeitig an eine beliebige Zahl beliebig verteilter Empfangsstationen abgegeben werden können. Ebenso aber leuchtet es ein, daß mehrere gleichzeitig arbeitende Zentralen einander notwendig stören müssen, da es weder den einzelnen Empfangsstationen möglich ist, die gleichzeitig eintreffenden Signale verschiedenen Ursprungs zu trennen, noch die Sendestationen imstande sind, ihre Zeichen nur auf bestimmte Empfangsstationen zu konzentrieren. Bietet dieser Umstand auch in manchen Fällen gewisse Vorteile, wie z. B. bei dem Nachrichtenaustausch mit Schiffen auf hoher See, so bildet er doch offenbar ein großes Hindernis für die allgemeine Anwendung der drahtlosen Telegraphie. Hier ist die „gewöhnliche“ Telegraphie ihrer jüngeren Schwester — bisher wenigstens — zweifellos überlegen. Es ist daher natürlich, daß man bestrebt ist, den angedeuteten Mängeln der Wellentelegraphie abzuhelfen. So hat denn zu diesem Behufe wohl zuerst F. Braun[2]) das Prinzip der Resonanz für die drahtlose Telegraphie verwertet. Ist nämlich der Kohärer (oder magnetische Detektor) der Empfangsstelle mit einem Resonator von bestimmter Periode verbunden, so steht zu erwarten, daß dieser und daher auch der Kohärer, nur auf Wellen eben dieser Periode anspricht. Man könnte also daran denken, jede Sendestation mit einem Erreger von

---

[1]) E. Lecher, Phys. Zeitschr. 4, 320, 722 (1903).

[2]) F. Braun, vgl. A. Righi u. B. Dessau, Die Telegraphie ohne Draht, Braunschweig 1903, S. 416.

anderer Schwingungsdauer, die verschiedenen Empfangsstellen aber mit einer Reihe von Resonatoren zu versehen, deren jeder auf den Erreger einer anderen Sendestelle abgestimmt wäre. Doch selbst abgesehen von dem großen Kostenaufwande, der hierdurch bedingt wäre, dürfte die allgemeine Durchführbarkeit eines solches Planes daran scheitern, daß die Schwingungen der Sendestationen infolge der gewaltigen Energieabgabe stark gedämpft sind und daher (S. 129) nicht nur die gleichgestimmten Resonatoren, sondern auch solche von benachbarten Perioden durch sie erregt würden. Die Intervalle der Schwingungsdauern der einzelnen Erreger müßten daher, der Breite ihres Spektrums (S. 130) entsprechend, ziemlich groß gemacht werden. Da aber aus technischen und ökonomischen Gründen den Abmessungen der Sender nach oben wie nach unten verhältnismäßig enge Grenzen gezogen sind, dürfte es kaum möglich sein, eine den praktischen Bedürfnissen entsprechend große Zahl von Sendestationen zu errichten. Immerhin scheint es nicht ausgeschlossen, daß die Technik diese Schwierigkeiten zu überwinden imstande sein wird. Besonders aussichtsreich dürften in dieser Hinsicht die Bestrebungen sein, die darauf ausgehen, die Dämpfung der Erregerschwingungen und daher die Breite ihres Spektrums möglichst herabzusetzen, wie dies H. Th. Simon und M. Reich [1]) mit Hilfe des Duddellschen Verfahrens (S. 55) zu tun versuchen. Auch auf F. Brauns [2]) dahin zielende Untersuchungen sei hier verwiesen. Um von den in der Praxis verwendeten Wellenlängen und Energiemengen eine Vorstellung zu geben, sei erwähnt, daß z. B. der Verkehr zwischen den 450 km voneinander entfernten Stationen Oberschöneweide und Karlskrona unter einem Energieaufwande von etwa 20 Pferdekräften an der Sendestelle, mit Hilfe etwa $^1/_3$ km langer Wellen hergestellt werden konnte [3]). Von der Station Poldhu (Cornwall) konnten dem Dampfer „Philadelphia“ bis auf 2400 km verständliche Mitteilungen, bis auf 3300 km schwache Zeichen gegeben werden [4]).

---

[1]) Simon u. Reich, Phys. Zeitschr. **4**, 364 (1903).

[2]) F. Braun, ibid. **5**, 193 (1904).

[3]) Nach Otto Jentsch, Telegraphie u. Telephonie ohne Draht. Berlin 1904, S. 140.

[4]) Siehe Righi u. Dessau, „Telegraphie ohne Draht“. Braunschweig 1903, S. 296.

Für die Überbrückung so großer Entfernungen ist nur die bisher beschriebene Art der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen verwendbar. Bei kleineren Distanzen kann auch die Zeichenvermittelung durch elektromagnetische Strahlen herangezogen werden, und zwar offenbar stets dann, wenn sich in der geraden Verbindungslinie zwischen Erreger und Empfänger kein für die Wellen undurchlässiges (schattengebendes) Hindernis befindet, wie ein solches z. B. die Masse der Erde selbst darstellt für Punkte, deren gerade Verbindungslinie infolge der Erdkrümmung eine Sehne der Erdoberfläche bildet. Verwendung verhältnismäßig kurzwelliger Strahlen (von wenigen dm Wellenlänge) ermöglicht es, nach dem Muster der Hertzschen Spiegelversuche die Strahlung zusammenzuhalten und sie nur nach bestimmten Punkten hinzulenken [1]).

Haben wir in dieser kurzen Skizze bisher hauptsächlich der Mängel und Schwierigkeiten gedacht, mit denen die drahtlose Telegraphie heute noch zu kämpfen hat, so möge nun auch nicht vergessen werden, an den Nutzen und die Vorteile zu erinnern, die wir diesem jüngsten Zweige der Elektrotechnik heute schon verdanken und von ihm künftig noch zu erwarten haben. Daß die drahtlose Telegraphie der „gewöhnlichen" zu Lande den Rang ablaufen könnte, ist kaum anzunehmen. Um so überlegener ist sie dem Kabel für die transozeanische Zeichenvermittelung und unersetzlich für die Telegraphie von Schiff zu Schiff und zwischen Schiffen und dem Festlande. Wie manchem Schiffe hat sie heute schon — in ihrer noch unvollkommenen Gestalt — rechtzeitig Warnung gebracht, wie viele wird sie noch retten! Fördert sie so die friedlichen Zwecke des Weltverkehrs, so mußte sie, kaum erfunden, auch schon helfen, die Schrecken des Krieges zu vermehren. Auch hier ist es in erster Reihe die Flotte, die sich ihrer bedient. So scheinen denn alle Anzeichen darauf hinzudeuten, in welcher Richtung wir die weitere Entwickelung der drahtlosen Telegraphie erwarten dürfen: wenn uns nicht alles täuscht, so liegt ihre ganze Zukunft auf dem Wasser.

---

[1]) Blochmann, 74. Vers. d. Naturf. u. Ärzte, Karlsbad 1902, 2, 40 (1903).

NAMENVERZEICHNIS.

Abraham, H. 55.
Abraham, M. 135.
Ampère 4, 27, 32, 36, 116.
Arago 69, 71.
Arco 145.
Arnò, R. 115.
Arons 109, 110.
d'Arsonval 35.
Aschkinass, E. 114, 118, 121, 122.

Barton, E. H. 132.
Battelli 45, 53.
Bauernberger, H. 117.
Becker, A. 126.
Becquerel, H. 68.
v. Bezold, W. 47, 75, 81.
Biot 4.
Bjerknes, V. 7, 90, 128, 129, 131, 132, 134, 135, 137, 138, 140, 141, 143.
Blochmann 151.
Blondel, H. 55.
Blondlot, R. 143, 144, 145.
du Bois, H. E. J. G. 122.
Boltzmann, L. 26, 72, 109, 119, 141.
Bose, J. C. 120.
Boys, C. V. 107.
Branly, E. 114, 139.
Braun, F. 35, 36, 41, 48, 51, 120, 123, 145, 149, 150.
Bunsen 128.

Campbell, L. 57.
Christiansen 121.
Cohn, E. 135, 142, 144.
Coolidge, W. D. 110.
Coulomb 4, 5.
Curie, P. 116.
Czermak, P. 119.

Deprez 35.
Desains, P. 116.
Dessau, B. 114, 149, 150.
Dieckmann, M. 115.
Domalip 134.
Donath, B. 36, 51.
Dorn, E. 108.
Dragoumis 108.
Drude, P. 57, 80, 109, 117, 122, 125, 126, 134, 135, 144, 145.
Duddell, W. 54, 56, 127, 150.

Ebert, H. 36, 127, 140.
Ehrenhaft, J. 123.
Elster 69.
Euler, L. 7.
Ewing 54.

Faraday, M. 6, passim.
Fechner 4.
Feddersen 45, 46, 53, 54, 79, 147.
Fizeau 94, 116, 127.
Fleming, J. A. 108.
de Fodor, E. 54.
Fomm, L. 122.
de Forest, Lee 115.
Foucault 71, 116.
Fourier 51, 129.
Fresnel 69, 70, 74, 97, 119, 125.

Galilei 2.
Galitzin, B. 127, 134.
Garbasso, A. 120, 121, 122, 123, 134.
Garett, J. A. 109.

Garnett, W. 57.
Gauss, C. F. 146.
Gehrke, E. 127.
Geitel 69.
v. Geitler, J. 132, 133, 134, 135.
Goethe 1, 6, 57.
Gounelle 94.
Graetz, L. 122.
Gregory, W. G. 107.

Hagen, E. 141.
Harms, F. 107.
Harris 54.
Haupt, E. 9.
Heaviside, O. 93, 142.
Heerwagen 135.
v. Helmholtz, H. 45, 73.
Henry, J. 44, 45.
Herrmann, J. 29.
Herschel, J. W. 115.
Hertz, H. 75, passim.
Heusler, F. 9.
Himstedt, F. 117.
Hittorf 35.
Howard 119.
Huygens, Ch. 69.

Jaumann, G. 69, 73, 134.
Jenkin 41.
Jentsch, O. 150.
Joule 24, 25, 40.

Kelvin, Lord (W. Thomson) 23, 35, 52, 53, 56, 88, 98, 100, 129, 145.
Kiebitz 135.
Kirchhoff, G. 6, 52, 53, 98, 128, 129, 145.
Klemenčić, I. 107, 119.
Knoblauch 116.
Knochenhauer 78.
König, W. 46, 105.
Kohlrausch, R. 67.
Koláček, F. 74, 134.
Kossonogoff 124.
Kundt 86, 88, 121.

Lamotte, M. 135.
Lampa, A. 118, 120, 122.
v. Lang, V. 113, 125, 126.
Laplace 4.
Lebedew 107, 118, 120, 122.
Lecher, E. 56, 89, 108, 109, 140, 143, 144, 145, 149.
v. Lerch, F. 115.
Lessing, A. 115.
Lichtenberg 47.
Lippich, F. 127.
Lloyd 97.
Lodge, O. 45, 54, 56, 112, 113, 114, 116, 119.
Lorentz, H. A. 127.
Lucas, W. 109.
Lummer, O. 127.

Mach, E. 6, 77.
Mach, L. 77.
Mack, K. 120.
Magri 45, 53.
Malus 69.
Marconi 115, 145.
Maxwell, J. C. 57, passim.
Mazzotto, D. 135.
Melloni 116.
Meyer, St. 9.
Mie, G. 142.
Moore, B. E. 110.
Moser, J. 140.

Nernst, W. 57, 115, 125.
Neumann, F. 70, 74, 125.
Newton, I. 2, 3, 68, 69, 70, 97.
Nichols, E. F. 118, 123.

Oberbeck, A. 134.
Oersted 4, 27.
Ohm, G. S. 25, 41.
Ostwald, W. 109.

Pfaundler, L. 118.
Plinius 75.
Pockels, F. 124.
Poincaré, H. 129.
Popoff 113, 145.
Poynting, J. H. 93.
Pyke 54.

Quincke, G. 125.

Reich, M. 56, 115, 150.
Richarz, F. 9, 36, 48, 127.
Righi, A. 110, 114, 116, 117, 118, 119, 120, 122, 125, 136, 149, 150.
Ritter, J. W. 109, 116.
Ritter, R. 107, 109.
de la Rive, L. 117, 129, 130.
Römer, O. 76.

Röntgen, W. C. 26, 27.
Rosenberger, B. 2, 27.
Rothmund, V. 115.
Le Roux 121.
Rubens, H. 107, 115, 118, 121, 122, 123, 141.
Ruhmkorff 39.
Rutherford, E. 114, 115.

Salcher, P. 77.
Sarasin, E. 117, 129, 130.
Savart 4.
Savary 44.
Schaum, K. 110.
Schiller, N. 45.
Schlömilch, O. 115.
Schmidt, G. C. 22, 35.
Schmidt, W. 145.
Schulze, F. A. 110.
Schumann, V. 118.
Scotti, C. 124.
Seddig, M. 11, 20
Seebeck 115.
Seibt, G. 111.
Siemens, W. 94.
Simon, H. Th. 56, 150.
Slaby 145.
Snellius 70.
Sömmering 146.
Sommerfeld, A. 142.
Starck, W. 9.
Stefan, J. 141.
Steinheil 147, 148.

Tesla, N. 54, 56, 80, 82.
Thomson, J. J. 140, 142, 145.
Thomson, W. siehe Lord Kelvin.
Toepler, A. 80.

Weber, R. 126.
Weber, W. 67, 146.
Wehnelt, A. 36, 51, 99.
Weinstein, B. 4.
Wheatstone 94.
Wiedemann, E. 140.
Wiedemann, G. 45.
Wien, M. 54, 83, 133, 134.
Wiener, O. 124, 125.
Wood, R. W. 123.

Young, Th. 69.
Yule, G. U. 144.

Zamboni 109.
Zeeman, P. 144.
Zehnder, L. 108, 109, 119.
Zenneck, J. 36, 48.
v. Zeynek, R. 57.
Zickler, K. 146.
Ziegler, W. 36, 48.

PLEASE DO NOT REMOVE
CARDS OR SLIPS FROM THIS POCKET

UNIVERSITY OF TORONTO LIBRARY

QC
661
G5

Geitler von Armingen, Josef
Karl Franz Otto, Ritter
Elektromagnetische
Schwingungen und Wellen

P&ASci